Tome 19 N° 3 Mars 1958

LE JOURNAL DE PHYSIQUE
ET
LE RADIUM

COLLOQUE INTERNATIONAL SUR LES PROGRÈS RÉCENTS EN SPECTROSCOPIE INTERFÉRENTIELLE

PRÉAMBULE

La spectroscopie interférentielle, née des travaux de Michelson, de Fabry, de Lummer, a connu une période brillante lors des premières recherches systématiques sur la structure hyperfine. Ensuite, elle n'a jamais cessé d'être utilisée par les spécialistes de la haute résolution, mais sans s'étendre, ni se perfectionner sensiblement. Depuis une quinzaine d'années, peut-être à cause de la vulgarisation des filtres interférentiels et des recherches sur les couches minces, un renouveau d'intérêt s'est manifesté un peu partout et on peut noter actuellement un accroissement très notable du nombre des publications et des utilisateurs. C'est qu'il a été reconnu que les méthodes interférentielles, dont l'emploi était jusqu'alors limité au domaine photographique et aux cas des très hautes résolutions, étaient également utilisables avec des récepteurs physiques ; on leur a découvert alors des qualités insoupçonnées de luminosité qui les rendent très supérieures — à toutes résolutions — aux autres méthodes.

On assiste ainsi à une extension de la spectroscopie interférentielle à tous les domaines de longueurs d'onde et de résolution : l'emploi en astronomie, signalé plusieurs fois au cours du Colloque, est un bel exemple de cette extension.

Le moment semblait venu de confronter les idées des différents promoteurs et utilisateurs des méthodes nouvelles. L'initiative prise par le Centre National de la Recherche Scientifique, sur la proposition de l'équipe de spectroscopie interférentielle de Bellevue animée par P. Jacquinot, répondait à un besoin dont le succès du Colloque a démontré la réalité.

Le Colloque s'est tenu aux Laboratoires de Bellevue, du 9 au 13 septembre 1957. Une cinquantaine de Communications ont été présentées par des auteurs venus de treize pays : elles se partagent à peu près également entre des travaux théoriques sur les principes de base des méthodes nouvelles (ou futures) et des présentations de réalisations et de résultats. Les discussions ont été animées et fructueuses ; elles ont été reproduites avec quelques simplifications dans les pages qui suivent.

Les présentations faites au Colloque avaient été groupées en six sessions ; malgré la part importante d'arbitraire qu'elle comporte, cette division a été conservée dans la publication et les articles ont été placés — à une ou deux exceptions près — dans l'ordre de présentation orale.

MM. le Professeur Dupouy, Directeur Général Honoraire du C. N. R. S., avait bien voulu prononcer l'allocution d'ouverture du Colloque, dont il avait décidé l'organisation en tant que Directeur : qu'il veuille bien trouver ici les remerciements de tous les participants.

L'organisation du Colloque et la traduction en français des articles ont été assumées par les chercheurs du Laboratoire Aimé-Cotton à Bellevue; le secrétariat du Colloque était assuré par P. Giacomo, directeur-adjoint de ce laboratoire. Tous ont joué un rôle très utile, au prix d'un travail assez lourd, mais ce n'est que grâce à l'esprit de coopération et de cordialité de tous les participants du Colloque que l'atmosphère a pu être à la fois si amicale et si profitable aux progrès du petit domaine de la physique qui les avait ressemblés à Bellevue.

LISTE DES PARTICIPANTS AU COLLOQUE AYANT PRÉSENTÉ DES COMMUNICATIONS OU PRIS PART AUX DISCUSSIONS

Allemagne

GUILINO (G.), Max Planck Inst. f. Phys. der Stratosphäre und der Ionosphäre, Weissen, Kreis Ravensburg-Bodensee.
STEUDEL (A.), Erstes Phys. Inst. der Universität, Heidelberg.

Belgique

MIGEOTTE (M.), Institut d'Astrophysique, Cointe Sclessin.

Canada

BAIRD (K. M.), National Research Council, Division of Applied Physics, Ottawa 2 (Ontario).

États-Unis

DIEKE (G. H.), The Johns Hopkins University, Baltimore.
FASTIE (Wm. G.), The Johns Hopkins University, Baltimore.
GREENLER (R. G.), Allis Chalmers Mfg. C°, Millwaukee.
HIRSCHBERG (J. G.), The University of Wisconsin, Madison.
HUMPHREYS (J.), National Bureau of Standards, Corona.
JENKINS (F. A.), University of California, Berkeley.
MACK (J. E.), The University of Wisconsin, Madison.
MERTZ (L.), Harvard Observatory, Cambridge.
PECK (E. R.), Northwestern University, Evanston.
RANK (D. H.), The Pennsylvania State University, Pennsylvania.
STROKE (G.), Boston University, Boston.
STRONG (J.), The Johns Hopkins University, Baltimore.
TOMKINS (F. S.), Argonne National Laboratory, Lemont.
VANASSE (G. A.), The Johns Hopkins University, Baltimore.

France

ABELÈS (F.), Institut d'Optique, 3, bd Pasteur, Paris (15e).
ALLARD (N.), Physique de l'Atmosphère, 1, quai Branly, Paris (7e).
BARCHEWITZ (P.), Faculté des Sciences, 12, rue Cuvier, Paris (5e).
BLAISE (J.), C. N. R. S., Bellevue (Seine-et-Oise).
CHABBAL (R.), C. N. R. S., Bellevue (Seine-et-Oise).
CHANTREL (H.), C. N. R. S., Bellevue (S.-et-O.).
CONNES (J.), C. N. R. S., Bellevue (Seine-et-Oise).
CONNES (P.), C. N. R. S., Bellevue (Seine-et-Oise).
COURTÈS (G.), Observatoire de Marseille, 2, place Le Verrier (Bouches-du-Rhône).
DUPEYRAT (R.), Faculté des Sciences, Paris (5e).
GIACOMO (P.), C. N. R. S., Bellevue (Seine-et-Oise).
GOBERT (J.), Faculté des Sciences, Lille (Nord).
JACKSON (D. A.), C. N. R. S., Bellevue (S.-et-O.).
JACQUINOT (P.), C. N. R. S., Bellevue (S.-et-O.).
KASTLER (A.), École Normale Supérieure, 24, rue Lhomond, Paris (5e).
LEGAY (F.), Faculté des Sciences, 12, rue Cuvier, Paris (5e).
LENNUIER (R.), Faculté des Sciences, 1, rue Victor-Cousin, Paris (5e).
MARÉCHAL (A.), Institut d'Optique, 3, bd Pasteur, Paris (15e).
NOORMAN (P. E.), C. N. R. S., Bellevue (S.-et-O.).
ROIG (J.), Faculté des Sciences, Lille (Nord).
ROUARD (P.), Faculté des Sciences, Marseille (Bouches-du-Rhône).
TERRIEN (J.), Bureau International des Poids et Mesures, Sèvres (Seine-et-Oise).

Grande-Bretagne

ARMSTRONG (E. B.), The Queen University of Belfast, Dept. of Applied Mathematics, N. Ireland.
BRADDICK (H. J. J.), Physical Laboratories, The University, Manchester.
FELLGETT (P.), The Observatories, Madingley Road, Cambridge.
GEAKE (J. E.), Physics Dept, College of Science and Technology, Manchester 1.
GEBBIE (H. A.), National Physical Laboratory, Teddington, Middlesex.
KUHN (H.), The Clarendon Laboratory, Park Road, Oxford.
LISSBERGER (P. H.), Metropolitan Vikers Ltd, Manchester.
LUCAS TOOTH (H. J.), The Clarendon Laboratory, Oxford.
RAMSDEN (S. A.), A. E. R. E., Harwell.
REID (C. D.), U. K. A. E. A., Capenhurst, Nr. Chester.
RING (J.), The University, Manchester.
TREANOR (P. S.), University Observatory, Oxford.
WALSHAW (Ch. D.), Imperial College Field Station, Ascot.
WILCOCK (W. L.), Imperial College of Sc. & Tech., London.
WOOLF (N. J.), The University, Manchester.

Israël

JAFFÉ (J. H.), The Weizmann Institute, Rehovoth.

Suède

INGELSTAM (E.), The Royal Institute of Technology, Stockholm.

I. — LES PRINCIPES GÉNÉRAUX DES MÉTHODES NOUVELLES EN SPECTROSCOPIE INTERFÉRENTIELLE.

A PROPOS DE LA THÉORIE DU SPECTROMÈTRE INTERFÉRENTIEL MULTIPLEX

Par PETER FELLGETT,
The Observatories, University of Cambridge, Grande-Bretagne.

Résumé. — Les instruments pour l'analyse spectrale sont divisibles en deux classes dont les types sont le spectrographe et le spectromètre suivant que les éléments du spectre sont mesurés simultanément ou successivement. Dans un spectrographe le spectre entier est mesuré simultanément ; dans un spectromètre il est exploré par une fente, de sorte que les éléments spectraux sont mesurés un par un. Si N éléments spectraux sont résolus pendant une durée d'observation T, le temps d'exposition pour chaque élément est T pour le spectrographe et seulement T/N pour le spectromètre, ce qui équivaut à un gain de sensibilité de $\sqrt{N}$ en faveur du spectrographe. Cette infériorité peut être compensée en multiplexant un détecteur unique c'est-à-dire en appliquant aux éléments spectraux des modulations mutuellement orthogonales, ce qui peut être obtenu par un procédé interférentiel. Le rayonnement à analyser est divisé en deux faisceaux qui sont ensuite mélangés avec une différence de marche x pour les faire interférer. L'intensité provenant d'un élément spectral subit une modulation sinusoïdale dont la période correspond à une variation de x égale à λ, de sorte que le flux total transmis contient des composantes sinusoïdales de fréquences différentes dues aux différents éléments spectraux. Les propriétés orthogonales des fonctions sinusoïdales permettent de séparer ces composantes, et de mesurer la distribution d'intensité dans le spectre étudié.

Abstract. — Instruments for spectral analysis may be separated into two classes, typified by the spectrograph and spectrometer, according to whether the elements of the spectrum are measured simultaneously or successively. In a spectrograph the whole spectrum is recorded simultaneously. In a spectrometer, the spectrum is measured by scanning the slit so that spectral elements are measured one at a time. If N spectral elements are resolved in a total observation time of T, then the exposure time for each element is T for a spectrograph, but only T/N for a spectrometer. This is equivalent to a factor of $N^{1/2}$ in sensitivity in favour of the spectrograph. This difficulty can be overcome by multiplexing a single detector ; that is, by impressing mutually orthogonal modulation patterns on the spectral elements. This can be done by interference. The radiation to be analysed is divided into two beams which are then re-combined with path difference x so that they interfere. The intensity due to one spectral element then goes through one sinusoidal cycle for a change in x equal to the wavelength λ of the element, so that the total intensity produced by the interference contains sinusoidal components of different frequency due to the different spectral elements. The orthogonal properties of sine functions enable these components to be separated and thus the intensity distribution in the spectrum of the radiation can be measured.

1. Idées fondamentales. — Les instruments pour l'analyse des rayonnements peuvent être divisés en deux classes ayant pour types le spectrographe et le spectromètre suivant que les éléments du spectre sont mesurés simultanément ou successivement. Dans un spectrographe le rayonnement dispersé est focalisé sur un détecteur d'image, par exemple une plaque photographique et le spectre entier peut être simultanément mesuré. Dans un spectromètre le spectre se forme sur un mécanisme comportant une fente qui laisse un seul élément spectral atteindre le détecteur. Le spectre est mesuré en l'explorant avec la fente de sorte que tous les éléments spectraux tombent successivement sur le détecteur et sont mesurés un par un. A chaque instant un seul élément est mesuré ; tout le reste du spectre est rejeté par les lèvres de la fente et est perdu pour l'observation. Toutes choses égales d'ailleurs, le spectromètre donne les informations à un rythme plus lent que le spectrographe, ce qui est équivalent à une perte de sensibilité. Pour cette raison les spectromètres ont été utilisés surtout dans les régions du spectre où n'existent pas de détecteurs d'image convenables. Cette communication décrit une méthode qui peut être nommée « spectrométrie multiplex » par laquelle les éléments spectraux peuvent être observés simultanément au moyen d'un seul détecteur, par exemple un thermocouple ou une cellule photoconductrice.

Le gain de sensibilité de l'observation simultanée par rapport à une méthode d'exploration peut être évalué dans une discussion générale. Si la durée totale disponible pour l'observation du spectre est T, et si l'on désire mesurer N éléments spectraux avec un spectromètre explorateur, chaque élément est observé pendant un temps T/N. Dans la méthode multiplex, ou avec un spectrographe, chaque élément est observé pendant le temps T tout entier. Lorsque les mesures sont perturbées par des fluctuations dont le spectre de fréquence est uniforme, ce qui est le cas le plus

commun, la précision varie comme la racine carrée du temps d'observation. La précision de la méthode multiplex est $\sqrt{N}$ fois supérieure à celle d'un spectromètre comparable. Étant donné que N est fréquemment supérieur à 100, elle fournit donc un gain substantiel.

La mesure de N éléments avec un détecteur unique exige que le détecteur transporte N canaux d'information discernables. Cette exigence est familière dans la technique des communications, et elle y est satisfaite en appliquant des modulations mutuellement orthogonales aux N éléments à transmettre. Les éléments peuvent alors être reçus séparément, à condition qu'aucune distorsion non linéaire de l'ensemble du message ne se produise pendant la transmission. On montrera dans le prochain paragraphe qu'une modulation orthogonale convenable des éléments spectraux peut être obtenue avec un interféromètre.

La méthode multiplex a été inaugurée en liaison avec un projet d'observation des spectres infra-rouges des étoiles. La précision et l'étendue des mesures dans la région infra-rouge du spectre sont presque toujours limitées par la sensibilité des détecteurs de rayonnement relativement à l'intensité du rayonnement incident. Ceci est spécialement vrai lorsque l'intensité apparente de la source est petite, comme c'est le cas avec les étoiles et les planètes. De plus, on sait maintenant que la sensibilité relativement faible des détecteurs infra-rouges provient de limitations fondamentales et non simplement de difficultés techniques. Certains détecteurs, par exemple les cellules au sulfure de plomb ont déjà des sensibilités voisines de la limite fondamentale. Il semble donc qu'il ne sera jamais possible d'obtenir des spectres infra-rouges de plus de quelques objets célestes par des améliorations de sensibilité, même avec de très grands télescopes. Mais il est possible d'étendre le domaine des mesures en trouvant des techniques d'observation plus efficaces. La méthode multiplex est le résultat d'une tentative d'amélioration de ce genre.

2. **Description physique de la méthode.** — Nous avons vu que l'observation simultanée de nombreux éléments spectraux est possible si chaque élément est modulé de façon distincte. Une modulation de ce type peut être obtenue avec un spectromètre ordinaire si la fente de sortie est remplacée par une série d'obturateurs mécaniques, un pour chaque élément spectral. La lumière modulée de toutes les longueurs d'onde serait alors recombinée par un système dispersif dont la dispersion serait égale et opposée à celle du premier, et concentrée sur le détecteur. En pratique, il serait commode de réfléchir le rayonnement sur lui-même afin d'obtenir la dispersion et la recombinaison au moyen des mêmes pièces optiques. Un disque tournant, analogue à celui qui est utilisé par Golay pour la spectrométrie à fentes multiples constituerait un assemblage d'obturateurs convenables ; chaque zone annulaire est divisée en secteurs opaques et transparents suivant une répartition binaire orthogonale. La largeur radiale de chaque anneau déterminerait le pouvoir de résolution de la même façon que la largeur de fente dans un monochromateur. Cet arrangement mécanique constituerait un procédé parfaitement réalisable d'observation simultanée ; mais une méthode plus élégante est fournie par les phénomènes d'interférences. Une caractéristique attrayante de cette méthode, surtout pour l'analyse des rayonnements de grande longueur d'onde, est qu'elle produit la modulation recherchée sans avoir besoin d'un système dispersif correspondant au prisme ou au réseau comme dans un spectromètre. La description qui va suivre traitera principalement de la méthode interférentielle, bien que les relations générales s'appliquent également à n'importe quel dispositif utilisant le principe de la spectrométrie multiplex.

Considérons un interféromètre dans lequel le rayonnement est divisé en deux faisceaux qui parcourent des trajets de longueur différente avant d'être combinés pour interférer. Chaque fois que la différence de marche varie d'une longueur d'onde, l'intensité produite à la sortie de l'interféromètre par n'importe quel élément spectral passe par un cycle de sa modulation. La fréquence de modulation est ainsi proportionnelle à l'inverse de la longueur d'onde, c'est-à-dire à la fréquence lumineuse. L'intensité totale donnée par tous les éléments spectraux est donc la somme de composantes correspondant une par une avec les éléments spectraux ; la fréquence de chaque composante est proportionnelle à la fréquence lumineuse, et son intensité est proportionnelle à l'intensité de l'élément possédant cette fréquence. En conséquence, l'analyse fréquentielle du signal est un procédé pour mesurer le spectre initial. Si cette analyse est faite en envoyant le signal du détecteur dans un analyseur harmonique, les éléments sont encore mesurés un par un. Mais si le signal du détecteur est enregistré, et l'enregistrement tout entier envoyé à l'analyseur pour chaque fréquence à mesurer, alors la mesure de chaque élément dépend de la contribution de cet élément pendant la totalité du temps d'observation. L'augmentation du rapport signal/bruit discutée ci-dessus est, en conséquence, obtenue.

3. **Description mathématique.** — Soit $E(\nu)\, d\nu$ l'énergie incidente dans le spectre comprise entre les fréquences ν et $\nu + d\nu$, et soit

$$a = (E(\nu)\, d\nu)^{1/2} \sin 2\pi\nu(t - x/c)$$

la vibration correspondante, t étant le temps, x une abscisse le long du train d'onde et c la vitesse de la lumière. Si le train d'onde est divisé en deux faisceaux par une surface semi-réfléchissante non

absorbante, ses deux composantes présentent une variation relative de phase de $\pi/2$ et les vibrations sont liées à celle du faisceau initial par l'expression :

$$(E(\nu)\,\mathrm{d}\nu)^{1/2} \sin 2\pi\nu(t - x/c)$$
$$= (1/2E(\nu)\,\mathrm{d}\nu)^{1/2} \sin 2\pi \left\{ \nu(t - x/c) + 1/8 \right\}$$
$$+ (1/2E(\nu)\,\mathrm{d}\nu)^{1/2} \sin 2\pi \left\{ \nu(t - x/c) - 1/8 \right\}.$$

Si une différence de marche b est introduite entre les deux composantes et si elles sont combinées à nouveau sur une deuxième surface semi-réfléchissante, elles produisent deux faisceaux résultants dont les vibrations peuvent s'écrire, en choisissant convenablement l'origine $x = 0$,

$$(1/4E(\nu)\,\mathrm{d}\nu)^{1/2} \sin 2\pi\nu(t - b/2c)$$
$$+ (1/4E(\nu)\,\mathrm{d}\nu)^{1/2} \sin 2\pi\nu(t + b/2c)$$
$$= (E(\nu)\,\mathrm{d}\nu)^{1/2} \sin 2\pi\nu t . \cos 2\pi\nu(b/2c)$$

et

$$(1/4E(\nu)\,\mathrm{d}\nu)^{1/2} \cos 2\pi\nu(t - b/2c)$$
$$- (1/4E(\nu)\,\mathrm{d}\nu)^{1/2} \cos 2\pi\nu(t + b/2c)$$
$$= (E(\nu)\,\mathrm{d}\nu)^{1/2} \sin 2\pi\nu\, t \sin 2\pi\nu(b/2c).$$

Les énergies correspondantes sont, dans les deux faisceaux :

$$E(\nu)\,\mathrm{d}\nu \cos^2 2\pi\nu(b/2c) = 1/2E(\nu)\,\mathrm{d}\nu \left\{ 1 + \cos 2\pi\nu\, b/c \right\}$$

et

$$E(\nu)\,\mathrm{d}\nu \sin^2 2\pi\nu(b/2c) = 1/2E(\nu)\,\mathrm{d}\nu \left\{ 1 - \cos 2\pi\nu\, b/c \right\}.$$

La somme de ces deux expressions est $E(\nu)\,\mathrm{d}\nu$ l'intensité initiale, comme il est normal.

Les détecteurs de rayonnement sont souvent construits sous forme équilibrée, avec deux surfaces sensibles dont les signaux se retranchent pour donner le signal sortant du détecteur. Si les deux faisceaux sont envoyés chacun sur l'une des deux surfaces sensibles, le signal de sortie correspond à une énergie rayonnante :

$$\mathrm{d}W = E(\nu)\,\mathrm{d}\nu \cos 2\pi\nu\, b/c.$$

L'intensité totale due à tous les éléments du spectre est :

$$W\left(\frac{b}{c}\right) = \int_0^\infty E(\nu) \cos\left\{2\pi\nu\left(\frac{b}{c}\right)\right\}\mathrm{d}\nu \qquad (1)$$

transformée de Fourier en cosinus de E. Ce résultat a été découvert par Michelson, ainsi qu'il est bien connu.

Il est intéressant d'établir l'équation (1) par un autre procédé plus directement lié aux idées quantiques. Le rayonnement incident peut être considéré comme constitué d'impulsions sans corrélation d'amplitude complexe $A(t - x/c)$, le spectre du rayonnement au sens habituel étant le carré du module de la transformée de Fourier de A. Si l'impulsion est divisée par une surface semi-réfléchissante, puis combinée de nouveau par une autre avec une différence de marche b, alors, en se rappelant la variation relative de phase de $\pi/2$ à chaque réflexion partielle, les amplitudes des impulsions dans les deux faisceaux émergents sont :

$$G(t - x/c) = 1/2A\left(t - \frac{x + b/2}{c}\right)$$
$$\pm 1/2A\left(t - \frac{x - b/2}{c}\right).$$

L'énergie totale emportée par ces impulsions est :

$$\int_{-\infty}^{\infty} G^2\,\mathrm{d}x = 1/4\int_{-\infty}^{\infty}\left[A\left(\frac{x + b/2}{c}\right) \pm A\left(\frac{x - b/2}{c}\right)\right]^2 \mathrm{d}x$$
$$= 1/2\int_{-\infty}^{\infty} [A(x)]^2\,\mathrm{d}x$$
$$\pm 1/2\int_{-\infty}^{\infty} A\left(\frac{x + b/2}{c}\right) A\left(\frac{x - b/2}{c}\right)\mathrm{d}x.$$

La somme des énergies emportées par les deux faisceaux est $\int_{+\infty}^{+\infty} A^2\,\mathrm{d}x$, qui est encore une fois l'énergie incidente. La différence des émergences des deux faisceaux est

$$\int_{-\infty}^{+\infty} A\left(\frac{x + b/2}{c}\right) A\left(\frac{x - b/2}{c}\right)\mathrm{d}x$$

qui est la fonction d'autocorrélation de A. D'après le théorème de Weiner-Khintchine cette fonction est la transformée de Fourier en cosinus du spectre d'énergie de A, de sorte que :

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} A\left(\frac{x - b/2}{c}\right) A\left(\frac{x + b/2}{c}\right)\mathrm{d}x$$
$$= \int_{-\infty}^{\infty} E(\nu) \cos(2\pi\nu\, b/c)\,\mathrm{d}\nu$$

expression identique à l'équation (1).

En principe, pour retrouver le spectre cherché $E(\nu)$ nous n'avons qu'à effectuer une deuxième transformation de Fourier sur W. En pratique, la différence de marche b ne varie que dans un domaine limité, par exemple de $-x_0$ à $+x_0$, et en conséquence W n'est connu que dans le même domaine, ce qui limite le pouvoir de résolution obtenu. En prenant la transformée de Fourier sous la forme :

$$\int_{-x_0}^{x_0}\int_0^\infty E(\nu)\cos\left\{2\pi\nu\left(\frac{b}{c}\right)\right\}\cos\left\{2\pi\Phi\left(\frac{b}{c}\right)\right\}\mathrm{d}\nu\,\mathrm{d}b$$

on obtient, au lieu de $E(\nu)$:

$$E_2(\Phi) = \int_0^\infty E(\nu)\ \mathrm{sinc}\left\{2\frac{x_0}{c}(\nu - \Phi)\right\}\mathrm{d}\nu \qquad (2)$$

en posant $\mathrm{sinc}\ \theta = \dfrac{\sin \pi\theta}{\pi\theta}$. L'équation (2) est simplement l'expression habituelle pour l'étalement dû

à la « diffraction » par une « ouverture » s'étendant sur une distance $2x_0$; le pouvoir de résolution selon le critère de Rayleigh est $\nu/\Delta\nu = 2x_0\,\nu/c = 2x_0/\lambda$ égal à la variation totale de la différence de marche exprimée en longueur d'onde.

Si ν_0 est la fréquence lumineuse la plus élevée qui soit présente dans le spectre incident, et si la vitesse de variation de x est $v = \mathrm{d}x/\mathrm{d}t$ (t étant le temps), la fréquence la plus élevée existant dans le signal sortant du détecteur sera $\nu_0\,v/c$. En conséquence, si l'on place à la sortie du détecteur des filtres électriques passe-bas afin d'éliminer le bruit de fréquence plus élevée, la fonction résultante est approximativement limitée à la bande de fréquences inférieure à $\nu_0\,v/c$, et d'après le théorème d'échantillonnage il est suffisant d'en utiliser des valeurs discrètes séparées par des intervalles $c/2\nu_0\,v$. La durée d'exploration étant $T = 2x_0/v$, il y a environ $4x_0\,\nu_0/c = 4x_0/\lambda_0$ valeurs discrètes parmi lesquelles $2x_0/\lambda_0$ sont indépendantes, étant donné que $W(x) = W(-x)$.

De même l'intensité spectrale mesurée E_2 est limitée à x_0/c étant donné qu'elle est la transformée de Fourier de W dont l'argument s'étend de $-x_0/c$ à $+x_0/c$. Elle peut être entièrement représentée par des valeurs discrètes à des intervalles $c/2x_0$, valeurs statistiquement indépendantes. Comme ν s'étend de 0 à ν_0 il y a, à très peu près $2x_0\,\nu_0/c = 2x_0/\lambda_0$ valeurs indépendantes, nombre naturellement égal au nombre de valeurs dans W.

4. **Discussion.** — La méthode spectrométrique décrite dans les paragraphes précédents représente un retour à la méthode interférentielle utilisée par Michelson, mais dans un but différent. Il avait développé cette méthode comme un moyen d'atteindre des différences de marche de l'ordre de un mètre, correspondant à des résolutions dépassant un million, dans des conditions où la résolution était limitée par la diffraction. Nous cherchons seulement à l'utiliser à des résolutions relativement basses, dans des conditions où la résolution est limitée par la sensibilité. On ne paraît pas avoir remarqué jusqu'ici, qu'en fait Michelson, avec sa méthode, travaillait en multiplex. Une différence mineure réside dans le fait que Michelson utilisait seulement l'intensité des franges (correspondant mathématiquement à l'amplitude et non à la phase), ce qui causait l'ambiguïté bien connue dans l'interprétation de ses résultats. Nous avons la possibilité de mesurer la différence de marche de façon indépendante et par conséquent d'éviter cette difficulté.

Pendant longtemps les calculs nécessaires aux transformations de Fourier ont représenté une lourde tâche, et un certain nombre de méthodes analogiques ingénieuses ont été imaginées. L'existence de calculateurs numériques à grande vitesse a maintenant résolu ce problème ; par exemple le calculateur EDSAC II de Cambridge peut effectuer plusieurs transformations (à partir de 100 ordonnées) par minute.

Le gain de sensibilité obtenu par le travail en multiplex dépend du signal provenant de l'un des éléments spectraux agissant sur le détecteur et les amplificateurs associés, indépendamment de tous les autres. Cette condition n'est pas remplie dans les circonstances suivantes :

a) Si l'appareil comprend des éléments non linéaires tels que des amplificateurs saturés, ou des détecteurs autres que des détecteurs synchrones.

b) Si le détecteur de rayonnement est une cellule photoélectrique dont le courant d'obscurité et, par conséquent, le bruit de fond sont augmentés par l'arrivée simultanée de tous les éléments spectraux.

c) S'il est nécessaire, afin d'admettre tous les éléments spectraux simultanément, d'augmenter la surface sensible, et par conséquent le niveau de bruit d'une cellule infra-rouge. On vérifie facilement que dans chacune de ces circonstances les niveaux de bruit peuvent être multipliés par un facteur $\sqrt{N}$ et, en conséquence, neutraliser le gain attendu. Il est nécessaire d'éviter (*a*) par une construction convenable, comprenant l'emploi de la contre-réaction et de la détection synchrone. La contre-réaction est également souhaitable pour aider à atteindre la grande étendue dynamique nécessitée par le fait que tous les éléments spectraux s'ajoutent en phase à la différence de marche zéro pour donner un grand signal, mais s'ajoutent au hasard aux différences de marche élevées pour donner un signal beaucoup faible. Malheureusement (*b*) empêche, dans une large mesure, le travail en multiplex de donner, par lui-même, un gain de sensibilité pour la spectrométrie dans le visible, et (*c*) signifie que les méthodes de modulation en multiplex n'ont habituellement aucun avantage par rapport à une simple exploration comme méthodes d'emploi d'une cellule infra-rouge pour donner une image d'un objet étendu.

Les méthodes interférentielles possèdent néanmoins l'avantage accessoire qu'elles peuvent, sans perte de résolution, accepter la lumière venant d'une surface circulaire relativement grande, caractéristique du « réseau en profondeur » ou de l'interféromètre Fabry-Perot. Comme les relations gouvernant la surface de la source et l'angle solide que l'instrument peut recevoir sont exactement les mêmes pour les trois types d'interféromètres, et qu'elles sont discutées dans d'autres communications au Colloque, il n'est pas nécessaire de donner ici de détails à leur sujet.

DISCUSSION

H. A. Gebbie. — Votre temps ne serait-t-il pas eux employé en explorant de — x à + x ?

P. Fellgett. — La résolution est la même si l'on de 0 à x ou de — x à + x. De plus si les limitations ıt imposées par le bruit et la sensibilité, il est uivalent d'utiliser le même temps en allant de 0 : à la vitesse v ou de — x à + x à la vitesse $2v$.

P. Connes et *P. Jacquinot.*— Il nous semble que la solution est déterminée par le nombre de franges ploré. On peut utiliser un angle solide plus grand ur la différence de marche x que pour la diffénce de marche $2x$. Donc il semble plus intéresıt d'explorer de — x à + x plutôt que de 0 à $2x$.

P. Fellgett. — La résolution ne dépend que de la fférence de marche maximum (et non de la variaın totale de cette différence de marche) ; il vient au même du point de vue résolution et du int de vue angle solide d'aller de 0 à x ou de x à + x.

En voilà un exemple tiré d'un autre domaine : nsidérons l'interféromètre de Mills constitué r une antenne en croix (crossed-pencil beam dio antenna) utilisée en radio-astronomie ; si l'on pprime l'un des quatre bras, la résolution reste actement la même dans la direction du bras pprimé.

D. A. Jackson. — Il semble qu'il y ait confusion. Fellgett a comparé les mérites des exploraons (— $n\lambda$ à + $n\lambda$) et (0 à $n\lambda$) et non pas, comme P. Jacquinot l'a pensé, (— $n\lambda$ à + $n\lambda$) et (0 à $2n\lambda$). Il n'y a pas contradiction, puisque la résolution et l'angle solide restent les mêmes dans le cas envisagé par P. Fellgett, et différents dans le cas envisagé par P. Jacquinot [1].

P. Fellgett. — L'équivalence (— x, + x) et (0, x) vient de ce que la fonction enregistrée est réelle (sans composante imaginaire), ce qui donne une relation d'identité entre les composantes de la transformée de Fourier, pour les fréquences négatives et positives.

J. Ring. — La première méthode (par modulation codée d'un spectre dispersé) semble avantageuse, puisque elle permet d'éliminer les parties sans intérêt du spectre, et le bruit qu'elles apportent.

P. Fellgett. — C'est effectivement un inconvénient de la deuxième méthode de ne pas effectuer ce filtrage préalable.

[1] **Note ajoutée par P. Connes et P. Jacquinot après le Colloque :**
Nous sommes pleinement d'accord avec les conclusions de P. Fellgett sur l'équivalence du point de vue de la résolution et de l'angle solide entre une exploration faite de — x à + x ou de 0 à x dans le cas où la transformation de Fourier de l'interférogramme utilise le fait que la phase du signal est connue *a priori* au moment du passage par la d. d. m. 0 (ce qui est le cas de l'analyse par calcul numérique pratiquée par P. Fellgett et H. A. Gebbie, ou du calculateur analogique de Strong et Vanasse). Mais si le spectre est analysé par un simple circuit sélectif (ce qui n'est *pas* la meilleure méthode), cette information est perdue ; la résolution ne dépend alors que de la variation maximum de la d. d. m. et il est avantageux de la faire symétriquement par rapport au zéro.

MODULATION INTERFÉRENTIELLE ET CALCULATEUR ANALOGIQUE POUR UN SPECTROMÈTRE INTERFÉRENTIEL

Par John D. STRONG et George VANASSE,
Johns Hopkins University, Baltimore, Maryland, U. S. A.

Sommaire. — On passe en revue le travail effectué à l'Université Johns Hopkins sur la modulation interférentielle et la spectroscopie dans l'infra-rouge lointain ; on décrit l'état d'avancement d'un calculateur analogique qui transforme directement les données bolométriques en intensités spectrales. Notre nouvel interféromètre, maintenant en construction, sera rapidement décrit, en mettant l'accent sur les parties qui ont été séparément essayées.

Abstract. — The work at Johns Hopkins involving interferometric modulation for visible and far infrared spectroscopy will be reviewed. Also, a progress report will be given on an analog computer that transforms the bolometric data directly into spectral intensities. Our new interferometer, now under construction, will be briefly described — particularly components of it that have been separately tested.

Modulation interférentielle dans le visible et l'infra-rouge lointain. — Il est possible, par des procédés interférentiels, de moduler l'intensité des différents ordres émergents de la fente de sortie d'un monochromateur à des fréquences différentes, de telle sorte que le signal correspondant à un ordre donné quelconque puisse être isolé par filtrage électrique.

Le Dr Robert Madden a obtenu ce résultat en 1954 à l'Université Johns Hopkins, tout d'abord dans le visible. Il faisait réfléchir la lumière sur la surface d'un cylindre de verre sur laquelle était déposée une pile de couches minces (Aluminium opaque — ZnS — Inconel semi-opaque), qui donnaient approximativement, en réflexion, des interférences à deux ondes. La couche médiane de ZnS avait une épaisseur optique qui variait uniformément avec l'angle au centre le long de la circonférence [1]. De plus la variation maximum de l'épaisseur optique le long d'une section droite augmentait d'un bout du cylindre à l'autre.

Un réseau lamellaire à profondeur de traits variables a été depuis utilisé dans l'infra-rouge lointain comme modulateur interférentiel [2]. Ce réseau et l'optique associée sont représentés sur la figure 1. On utilise l'ordre 0 par réflexion sous incidence presque normale. Les interférences modulent l'éclairement dans l'ordre central, quand la profondeur des traits varie, selon la loi caractéristique des interférences à deux ondes. L'éclairement dans l'ordre n est donné par :

$$E_n \propto \cos^2\left(\frac{n\pi}{2} + \frac{2\pi x}{\lambda}\right).$$

Mais si les fentes du « spectromètre » ont une largeur telle que seules les radiations de l'ordre 0 puissent sortir, l'éclairement est alors :

$$E_0 \propto \cos^2\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right)$$

x étant la profondeur des traits à l'instant t. Si cette profondeur varie uniformément, $\frac{dx}{dt} = v$ et la fréquence de modulation pour la radiation de nombres d'ondes ν est

$$F_\nu = 2\,v\,\nu.$$

II. Comment obtenir des spectres à partir des interférogrammes. — A l'origine nous avions seulement l'intention d'utiliser la modulation inter-

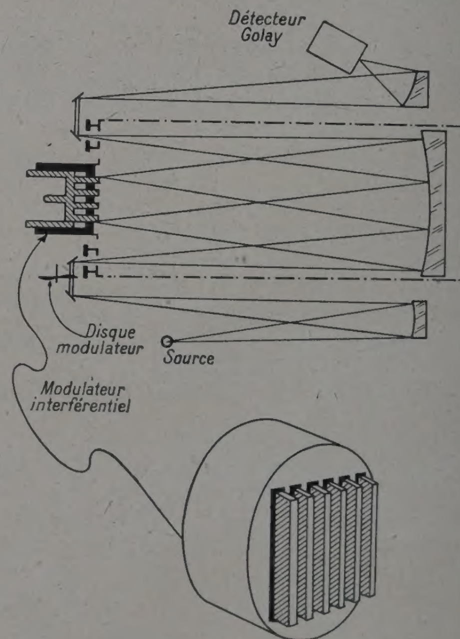


Fig. 1. — Modulateur interférentiel et montage optique.

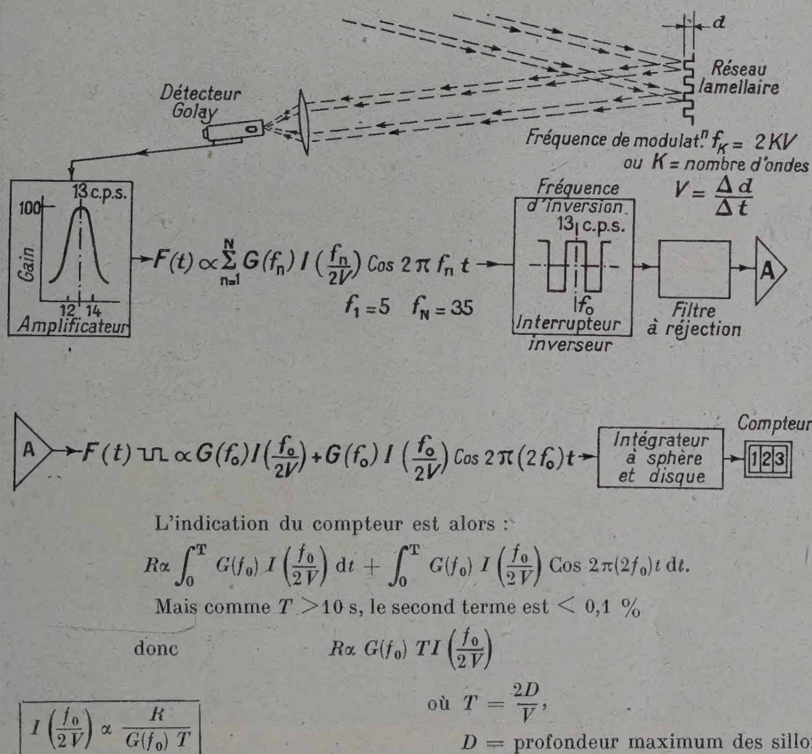
férentielle pour la séparation des ordres d'un réseau ; mais nous avons maintenant enlevé le

réseau et nous analysons le signal complexe donné par le détecteur pour y déceler les composantes des diverses fréquences F_ν, correspondant aux composantes spectrales de nombre d'onde ν (ou de longueur d'onde $1/\nu$).

L'analyse d'un interférogramme, c'est-à-dire de la fonction complexe suivant laquelle la réponse du détecteur dépend de la différence des chemins optiques, peut être faite par les méthodes bien connues de l'analyse de Fourier. Cette analyse est pénible, et des calculateurs modernes à grande vitesse sont nécessaires pour obtenir des pouvoirs de résolution élevés à partir des interférogrammes. Les premiers interférogrammes, à bas pouvoir de résolution mais néanmoins fort importants, furent obtenus en 1910 dans l'infra-rouge lointain (avant toute autre région du spectre) par Rubens et Wood qui en firent l'analyse numérique. Des pouvoirs de résolution considérablement plus élevés ont été récemment obtenus à Johns Hopkins [3, 4] en utilisant le modulateur de la figure 1. Ces interférogrammes ont été analysés au moyen d'un calculateur numérique I. B. M.

III. **Calculateur analogique.** — La réduction d'un interférogramme à grand pouvoir de résolution implique des frais et des délais considérables. Pour cette raison nous construisons un calculateur analogique qui analysera le signal du détecteur pendant qu'il est enregistré.

La figure 2 représente l'un des dix canaux de notre calculateur analogique. Chacun utilise la



L'indication du compteur est alors :

$$R \propto \int_0^T G(f_0)\, I\left(\frac{f_0}{2V}\right) dt + \int_0^T G(f_0)\, I\left(\frac{f_0}{2V}\right) \operatorname{Cos} 2\pi(2f_0)t\, dt.$$

Mais comme $T > 10$ s, le second terme est $< 0{,}1$ %

donc $$R \propto G(f_0)\, T I\left(\frac{f_0}{2V}\right)$$

ou $$\boxed{I\left(\frac{f_0}{2V}\right) \propto \frac{R}{G(f_0)\, T}}$$

où $T = \frac{2D}{V}$,

D = profondeur maximum des sillons,
V = vitesse constante d'entrainement.

Fig. 2. — Schéma de l'un des canaux du calculateur analogique.

composante de la réponse du détecteur contenue dans une bande de fréquences étroite (environ 4 Hz autour d'une fréquence centrale de 13 Hz). Dans chaque canal cette bande est modulée par un interrupteur inverseur. L'effet de cet interrupteur est de multiplier la réponse par une fonction carrée de fréquence $F_0 = 13$ Hz. Un filtre placé à la sortie transmet F_0 mais en rejette les harmoniques impairs. Le signal transmis dans ces conditions est le produit de la réponse amplifiée du détecteur par une fonction sinusoïdale de fréquence F_0. Si $G(F_\nu)$ est le gain de l'amplificateur, $I(F_\nu/2v)$ l'intensité de la radiation de nombre d'ondes ν, v la vitesse précédemment définie, t le temps, le signal est à la sortie du canal :

$$S_\nu \propto G(F_\nu)\, I(F_\nu/2v)\, [1 + \cos 2\pi(2F_0)\, t].$$

Nous intégrons le signal de sortie, de chacun des canaux au moyen d'un intégrateur séparé, à bille et disque (Librascope C°, Glendale, California). La

réponse de chacun des canaux est donnée sous forme numérique par un compteur ; le nombre indiqué est proportionnel à l'intensité des composantes spectrales de longueur d'onde λ (avec $\lambda = 2v/F_v$). Les fréquences de chacun des canaux tombent près du centre de la bande des 13 Hz ; mais elles diffèrent entre elles d'une fraction de 1 % qui correspond au pouvoir de résolution optique attendu. Nous construisons onze canaux semblables : le onzième est utilisé pour

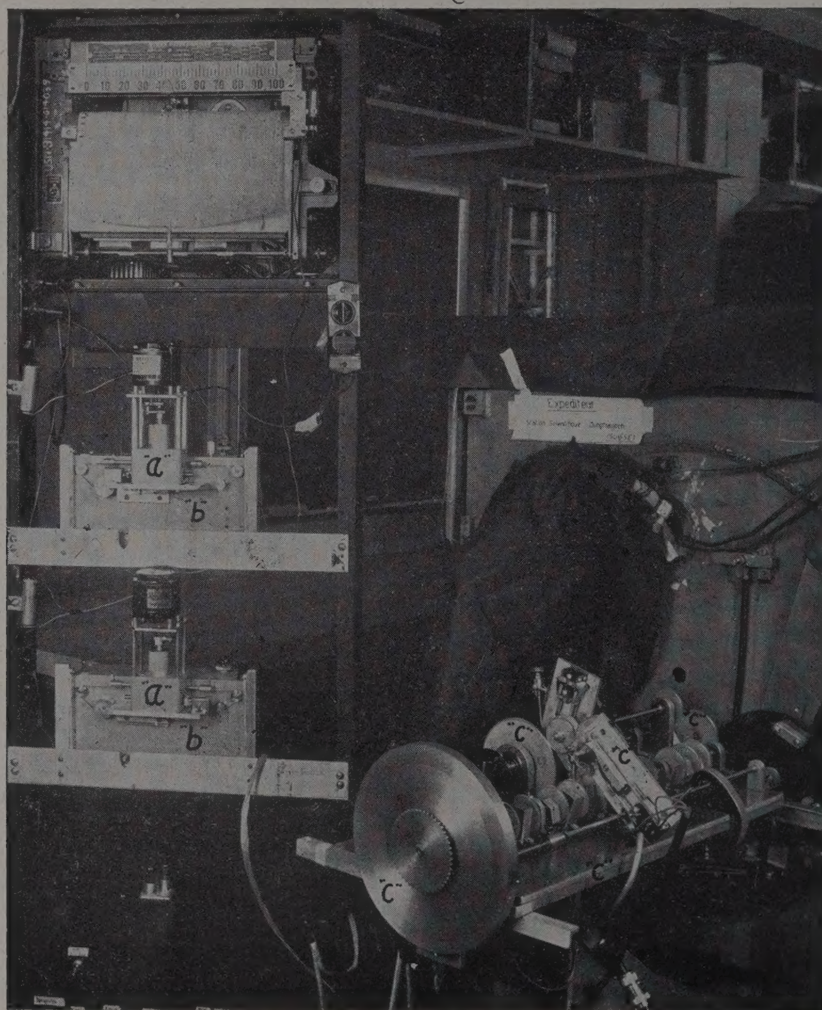


Fig. 3. — Photographie de deux canaux du calculateur analogique.
a) Intégrateur à bille et disque. — *b*) Servo-mécanismes Varian. — *c*) Interrupteurs et transmission à vitesse variable.

donner un signal de référence et travaille sur une longueur d'onde fixe déterminée à l'avance, tandis que les dix autres sont déplacés progressivement à travers le spectre. Les déplacements, après chaque intervalle d'intégration T, sont approximativement égaux au domaine de longueurs d'onde couvert par l'ensemble des dix canaux. Ils sont obtenus en changeant v progressivement et en gardant les fréquences de commutation F_v fixes. La figure 3 est une photographie du canal de référence et d'un autre canal entièrement assemblés.

IV. **Modulateur interférentiel en verre.** — Le pouvoir de résolution attendu est proportionnel à la différence de marche maximum vT que donne le déplacement de l'interféromètre (ou profondeur maximum des sillons) pendant une durée d'intégration. Un grand réseau lamellaire fait de lames de verre empilées est actuellement en construction. Ce modulateur permettra un déplacement vT de 2,5 cm. La section de l'interféromètre est circulaire, de diamètre un peu supérieur à 30 cm. La qualité optique devrait être convenable pour un

travail dans l'infra-rouge à partir de $\lambda = 15\ \mu$ jusqu'à quelques milliers de microns.

C'est le troisième modulateur que nous ayons construit. Après la réussite du premier, de 7,5 cm d'ouverture, un grand modulateur en acier, de 30 cm d'ouverture suivit. Ce modulateur à grande ouverture a été utilisé par le Dr H. Gebbie pour mesurer le spectre solaire dans la région comprise entre 300 et 1 000 microns, et il a donné une limite de résolution d'environ 0,2 cm^{-1}.

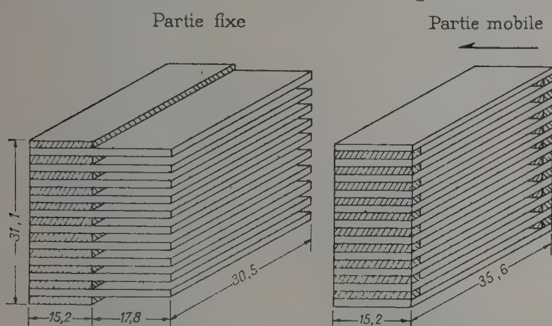


Fig. 4. — Modulateur interférentiel.

La figure 4 montre notre modulateur interférentiel en verre démonté. Les éléments de verre ont été faits de lames de verre polies sur les deux faces, fournies par la Libby Owens Ford Glass C°. Les lames de verre ont été collées par un ciment à la résine epoxy fourni par les Houghton Laboratories Olean, N. Y. Cette résine possède une force adhésive de 20 000 livres par pouce carré, et sa contraction au séchage est inférieure à 0,5 %.

Les deux éléments (baptisés éléments « langues » et éléments « lèvres ») sont portés l'un par un bâti fixe et l'autre par une monture à ressorts. Cette monture se déplace sous l'action d'une vis micrométrique entraînée par un moteur synchrone. La monture à trois ressorts plats a été précédemment utilisée pour un interféromètre Fabry-Perot explorateur par le Dr Greenler à Johns Hopkins. Nous avons obtenu des réglages de ces ressorts qui fournissent un déplacement de 2,5 cm de l'élément « lèvres » avec une rotation inférieure à 1/2 seconde d'arc. La figure 5 montre une vue d'ensemble du montage optique. Le réseau lamellaire est installé dans la boîte placée à l'extrême-droite de la figure avec les surfaces polies tournées vers les deux miroirs à l'extrême-gauche.

Ce travail a été aidé par le contrat AF 18 (600) — 1307 avec les Forces Aériennes.

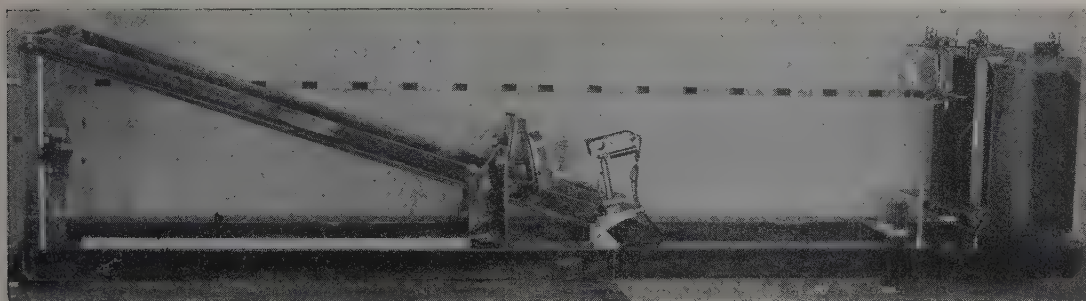


Fig. 5. — Vue d'ensemble du système optique pour le modulateur interférentiel en verre.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Madden (R.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, **44**, 352.
[2] Strong (J.), *J. Opt. Soc. Amer.* 1954, **44**, 352.
[3] Gebbie (H.) et Vanasse (G.). *Nature*, 1956, **178**, 432.
[4] Strong (J.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1957, **47**, 354.

DISCUSSION

P. Connes. — Le canal de référence et le signal de contrôle qu'il vous donne peuvent-ils servir à éliminer l'effet des variations de vitesse du miroir mobile ?

G. A. Vanasse. — Non, ce canal de contrôle sert simplement à normaliser les intensités.

P. Connes. — Quel est le facteur qui limite la résolution maximum possible ?

G. A. Vanasse. — La profondeur maximum des traits du réseau.

P. Fellgett. — Dans le système qui vient d'être décrit on observe simultanément 10 éléments spectraux et on répète l'exploration par exemple 10 fois pour obtenir 100 éléments au total ; ainsi l'analyse par un procédé analogique coûte 10 fois plus de temps qu'elle ne devrait. D'autre part, je pense que la question du calcul par machines numériques a évolué très rapidement ces dernières années. La machine EDSAC II de Cambridge peut calculer en une minute plusieurs points de la transformée de Fourier à partir de 100 ordonnées mesurées sur l'interférogramme, et je regrette

maintenant le temps que j'ai passé à essayer de réaliser des machines analogiques.

P. Jacquinot. — Par quel facteur est limité l'angle solide utilisable avec un interféromètre de ce type ?

G. A. Vanasse. — La seule limitation est que le diaphragme de sortie doit être assez petit pour isoler l'ordre 0.

P. Jacquinot. — Cet appareil ne semble pas avoir la symétrie de révolution et doit perdre de ce fait les avantages d'angle solide propres à l'interféromètre de Michelson et aux autres systèmes utilisant des lames semi-transparentes.

L. Mertz. — On peut considérer l'interféromètre à peigne de J. Strong et G. A. Vanasse comme une extension de l'interféromètre de Rayleigh, qui a un champ angulaire approximativement égal à la largeur de la figure de diffraction ; avec le réseau lamellaire la largeur de *chaque* sillon détermine celle de cette figure, et pour des sillons de largeur 20 λ le champ angulaire est en pratique assez grand. L'interféromètre de Michelson peut être considéré comme l'extension du précédent à un nombre infini de sillons et possède ainsi le champ angulaire maximum.

P. Jacquinot. — Pour approcher des qualités du Michelson il faudrait que le nombre de traits soit beaucoup plus grand que dans l'appareil actuel.

DOMAINE D'UTILISATION DE LA MÉTHODE PAR TRANSFORMÉE DE FOURIER

Par J. CONNES,
C. N. R. S., Bellevue.

Résumé. — Étude de la mise en œuvre de la méthode de spectrométrie par transformation de Fourier. On montre que lorsque l'interféromètre à deux ondes utilisé est un interféromètre de Michelson associé à un diaphragme d'ouverture finie (ce qui est le cas réel) la fonction d'appareil est le produit de composition d'une fonction rectangulaire par une fonction en sin x/x ; le pouvoir de résolution théorique est proportionnel à la différence de marche maximum. On examine ensuite les domaines de longueurs d'onde et les valeurs du pouvoir de résolution qui paraissent accessibles à cette méthode. On donne également les résultats d'une application de la méthode à un cas particulièrement simple : la mesure de l'écart de deux raies isolées ; il a été possible d'obtenir la distance des deux raies D du sodium à 1/200 000 près, et à 1/1 000 près celle de deux composantes Zeeman dans un champ de 800 gauss.

Abstract. — A study of different problems arising in the application of the Fourier transform method has been made. It is shown that if the two beam interferometer is a Michelson interferometer with a beam of finite solid angle (which is the pratical case), the instrumental line shape is the convolution of a rectangular by a sin x/x function, and the resolving power is proportional to the maximum path difference. It is then examined in which wavelength regions this method appears to be useful, and the order of magnitude of the resolving power that can be reached. The results of measurements on a particularly simple spectrum, consisting of only two lines are given : the distance between the D lines of sodium has been measured with an estimated error of 1/200 000 and the separation of a Zeeman doublet in a 800 gauss field with an error of 1/1 000.

La nouvelle méthode de spectroscopie utilisant la transformée de Fourier peut être présentée de plusieurs façons différentes. P. Fellgett [1] l'introduit comme une méthode particulière de spectroscopie multiplex. P. Jacquinot [2] a montré qu'elle ne diffère de celles utilisant un réseau ou un étalon Fabry-Perot que par le nombre N de vibrations qui interfèrent pour former le signal. Mais dans le cas de l'interféromètre Fabry-Perot (N de l'ordre de quelques dizaines), pour obtenir des résultats semblables à ceux fournis par un spectromètre à réseau (N de l'ordre de quelques milliers) une opération supplémentaire est nécessaire : le débrouillage des enchevêtrements d'ordres. Il en est de même si on emploie un interféromètre à deux ondes (que l'on peut considérer comme un Fabry-Perot de finesse 2). En fait, dans ce dernier cas, le signal fourni par l'interféromètre est la transformée de Fourier du spectre de la source utilisée et la dernière phase du travail consiste à faire l'analyse de Fourier de ce signal.

Les interféromètres à deux ondes déjà employés dans ce but sont de plusieurs types : G. Strong, G. Vanasse et H. A. Gebbie ont utilisé dans l'infrarouge lointain un interféromètre constiué par un réseau lamellaire à différence de marche variable ; L. Mertz un interféromètre à polarisation dans le visible ; P. Fellgett un interféromètre de Michelson à trièdres dans l'infra-rouge proche, et nous-même un interféromètre de Michelson à miroirs dans le visible.

Le but de la première partie de l'étude qui va suivre est de déterminer une « fonction d'appareil » comparable à celle qui intervient dans les méthodes de spectroscopie classique et de calculer le pouvoir de résolution théorique. Dans la deuxième on donnera une application particulière de la méthode non pas à la détermination d'un spectre, mais à la recherche d'informations sur un objet partiellement connu, à savoir la mesure de la distance de deux raies constituant un doublet.

I. Fonction d'appareil d'un interféromètre à deux ondes employé en spectromètre.

Quand on enregistre un profil de raie avec un spectromètre à prisme, à réseau ou avec un étalon F.-P., la courbe obtenue est le produit de composition de la fonction source par la fonction d'appareil, cette dernière fonction étant ce que le spectromètre donnerait dans les conditions de l'expérience s'il était éclairé par une raie de largeur négligeable.

Rappelons brièvement les formes prises par cette fonction quand l'organe dispersif est un prisme ou un réseau, pour différentes conditions d'emploi [3] :

1) les fentes sont infiniment fines : c'est une fonction de diffraction dont la largeur est inversement proportionnelle à l'épaisseur du prisme ou à la largeur du réseau ;

2) les fentes sont très larges : c'est une fonction triangulaire pour un spectromètre dont les fentes d'entrée et de sortie sont égales ;

3) dans le cas général : c'est le produit de compo-

sition de la fonction de diffraction par la fonction triangulaire.

Avec un spectromètre Fabry-Perot enregistreur muni d'un diaphragme dans le plan focal de l'objectif de sortie, la fonction d'appareil est le produit de composition de la fonction d'Airy (de largeur inversement proportionnelle à la distance des lames) par une fonction rectangulaire dont la largeur est proportionnelle à l'angle solide limité par le diaphragme. Avec l'interféromètre à deux ondes, nous allons montrer que le résultat est tout à fait comparable ; le profil obtenu est le produit de composition de la fonction source par la fonction d'appareil : celle-ci est le produit de composition d'une fonction en sin x/x dont la largeur est inversement proportionnelle à la différence de marche maximum entre les deux faisceaux par une fonction rectangulaire de largeur proportionnelle à celle du diaphragme explorateur. C'est la différence de marche maximum qui joue le même rôle que la dimension de l'organe dispersif. Ce résultat, fondamental quand on veut étudier des profils de raie, permet de déterminer rigoureusement les meilleures conditions d'emploi de l'interféromètre au point de vue luminosité et résolution.

1. Différentes étapes de l'analyse spectrale. — La partie essentielle de l'interféromètre à deux ondes est la lame à faces parallèles fictive d'épaisseur *e* constituée par les deux grilles dans l'appareil de G. Strong ou par le miroir mobile M_1 et l'image M'_2 du miroir fixe M_2 donnée par la lame séparatrice dans le cas de l'interféromètre de Michelson (1) (*fig.* 1).

Supposons qu'on étudie une distribution spectrale étroite au voisinage du nombre d'onde σ_0. Un faisceau parallèle tombant sur l'interféromètre sous l'incidence i se divise en deux faisceaux qui se réfléchissent sur M_1 et M_2 et interfèrent avec une différence de marche δ. La luminance émergeant dans cette direction est la valeur de la fonction $\mathcal{T}$, transformée de Fourier de la fonction source, pour la valeur δ de la variable.

Faire une analyse spectrale avec un interféromètre à deux ondes comporte deux opérations différentes qui peuvent d'ailleurs être simultanées :

1) Il faut pour obtenir la fonction $\mathcal{T}$, faire varier linéairement la différence de marche, donc l'épaisseur e envisagée plus haut et enregistrer pour chaque valeur de la différence de marche, la luminance dans une direction fixe.

2) Il faut faire l'analyse harmonique de la fonction $\mathcal{T}$. Elle peut se faire soit *à posteriori* sur l'interférogramme, par exemple par des méthodes numériques (H. A. Gebbie, P. Fellgett), soit pendant l'exploration elle-même (J. Strong et G. A. Vanasse).

Mais pour plusieurs raisons le profil spectral obtenu après l'analyse harmonique ne redonne qu'approximativement la fonction source.

1) Une luminance n'est pas directement accessible. Ce qu'on mesure c'est un flux transporté dans un angle solide fini ayant pour direction moyenne la direction fixe envisagée. De sorte qu'on enregistrera une fonction A qui sera plus ou moins différente de $\mathcal{T}$ suivant que l'angle solide transportant le flux mesuré sera plus ou moins grand.

2) On ne peut faire varier la différence de marche qu'entre les limites δ_1 et δ_2 de sorte que l'analyse de Fourier ne portera que sur une partie de la fonction A comprise entre deux valeurs δ_1 et δ_2 de la variable δ.

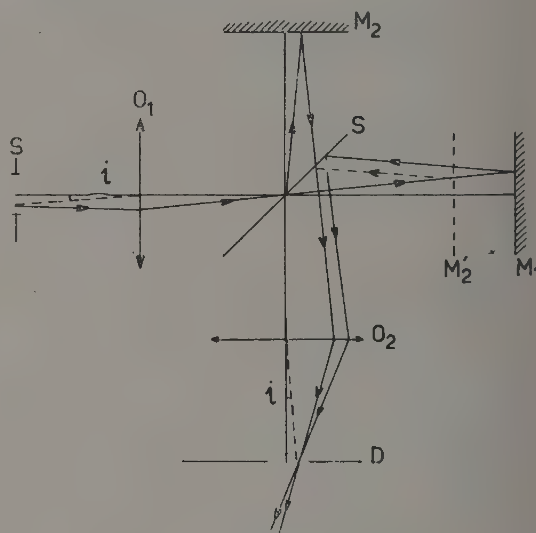


Fig. 1. — Schéma de principe
S : source, O_1 : objectif d'entrée, O_2 : objectif de sortie; i : angle d'incidence, M_2 : miroir fixe, M_1 : miroir mobile ; S : lame séparatrice, M'_2 : image de M_2 donnée par S ; D : diaphragme.

Déterminer la fonction d'appareil de l'interféromètre à deux ondes revient à étudier les déformations que fait subir à la fonction source, l'opération d'enregistrement de la fonction transformée de Fourier du spectre, en supposant que l'analyse de Fourier se fait sans perte d'informations.

Au cours de cette étude, nous allons rencontrer plusieurs fonctions dont deux sont des fonctions instrumentales : la fonction diaphragme D qui tiendra compte du fait qu'on mesure un flux transporté dans un angle solide fini, la fonction limitatrice E liée au fait que la différence de marche varie dans un domaine limité et non de $-\infty$ à $+\infty$; les autres fonctions seront les résultats de transformations successives que les diverses opéra-

(1) Toutes les considérations et les calculs qui vont suivre sont valables dans le cas où des trièdres remplacent les miroirs dans l'interféromètre de Michelson ; il suffit de remplacer la normale aux miroirs par la droite joignant les sommets des trièdres.

tions feront subir à la fonction source. L'interféromètre fournit la fonction $\mathcal{T}$ qui n'est accessible que sous la forme A après intervention de la fonction diaphragme. Finalement on n'enregistre qu'une portion I de la fonction A. Et c'est l'analyse de Fourier de la fonction I qui donne la fonction B′ cherchée reproduisant approximativement la fonction source.

2. Définitions des différentes fonctions utilisées. — 2-1. FONCTION SOURCE. — C'est la variation avec le nombre d'onde σ de la densité de luminance $B(\sigma - \sigma_0)$ d'une distribution spectrale symétrique autour de σ_0.

Si la source n'émet qu'une raie de largeur négligeable, la fonction source est une fonction δ de Dirac et on appellera $\mathcal{B}$ la luminance totale de la source.

2-2. FONCTION $\mathcal{T}$. — On calcule la luminance transmise par l'interféromètre dans une direction quelconque δ_i [2]. Le coefficient de transmission de l'interféromètre pour la radiation σ_0 est :

$$\tau = \cos^2 \pi \delta_i \sigma_0$$

(nous supposerons dans toute la suite que l'absorption est nulle).

Si la raie a une largeur négligeable la partie variable de la luminance dans la direction δ_i est donc :

$$\mathcal{T}(\delta_i) = \frac{\mathcal{B}}{2} \cos 2\pi\delta_i \sigma_0. \qquad (1)$$

Dans le cas le plus général, puisque toutes les radiations sont transportées sous toutes les incidences $\mathcal{T}_{(\delta_i)}$ prend la forme :

$$\mathcal{T}(\delta_i) = \frac{1}{2} \int_0^\infty B(\sigma - \sigma_0) \cos 2\pi\delta_i \sigma . d\sigma. \qquad (2)$$

C'est la transformée de Fourier en cosinus de la fonction source ; elle peut encore s'écrire :

$$\mathcal{T}(\delta_i) = \frac{1}{2} G(\delta_i) \cos 2\pi\delta_i \sigma_0 \text{ en posant } G(\delta_i) = T[B(\sigma)]. \quad (3)$$

Elle est représentée par une courbe dont les points ont pour abscisse une différence de marche et pour ordonnée une luminance.

2-3. FONCTION DIAPHRAGME. — Le diaphragme joue le même rôle que dans le spectromètre Fabry-Perot enregistreur. S'il était infiniment petit il isolerait, à chaque instant, des rayons ayant traversé l'interféromètre sous une seule incidence.

Le détecteur (dans notre cas une cellule photoélectrique) recevrait alors un flux proportionnel à la luminance cherchée, mais ce flux serait infiniment petit. Le diaphragme doit donc avoir une dimension telle qu'il laisse passer des rayons présentant toutes les différences de marche comprises dans un certain intervalle $\Delta\delta_i$. Avec l'interféromètre de Michelson on doit utiliser un diaphragme circulaire de rayon angulaire i_M placé dans le plan focal de l'objectif de sortie, centré sur la direction δ_0 (celle des rayons normaux) et isolant une fraction de l'anneau central. Alors $\Delta\delta_i = \delta_0 \, i_m^2/2$. La fonction D, sans dimensions, est une fonction de δ (*fig.* 2). Elle est telle que :

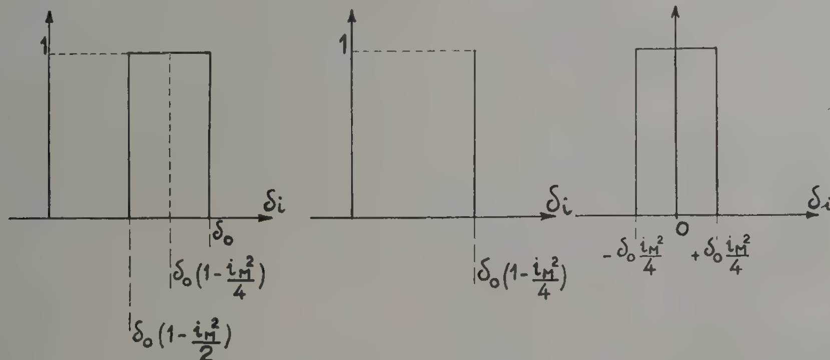


FIG. 2. — Fonction diaphragme $D = b * c$.

$$D[\delta_i - \delta_0(1 - i_M^2/4)] = 1 \text{ pour } \delta_0 > \delta_i > \delta_0(1 - i_M^2/2)$$

$$D[\delta_i - \delta_0(1 - i_M^2/4)] = 0 \text{ pour } \delta_i < \delta_0(1 - i_M^2/2) \text{ et } \delta_i > \delta_0.$$

2-4. FONCTION ACCESSIBLE. — Le diaphragme explorateur détermine un certain angle solide de révolution transportant un flux qui sera reçu par le récepteur. Si l'on enregistre ce flux pendant que δ_0 varie linéairement en fonction du temps on obtient une courbe ayant pour abscisse δ_0 et pour ordonnée le flux transporté par l'angle solide au voisinage de la direction moyenne δ_0.

Le flux transporté par un angle solide élémentaire, annulaire, de révolution $d\Omega$ au voisinage de la direction δ_i est :

$$dA = S\,\mathcal{T}_{(\delta_i)}\,D\,d\Omega,$$

[2] Nous conviendrons de repérer une direction, non par l'angle i qu'elle fait avec la normale à l'interféromètre, mais par le retard optique δ_i que représentent entre eux des rayons appartenant aux deux faisceaux ayant traversé l'interféromètre sous l'incidence i ; i et δ_i sont liés par la relation $\delta_i = 2e \cos i$ et dans le cas des incidences faibles $\delta_i = 2e(1 - i^2/2) = \delta_0(1 - i^2/2)$.

S étant la surface utilisée de l'objectif de sortie (*fig.* 3).

Remarquons qu'il existe une relation simple entre un angle solide élémentaire et l'écart entre

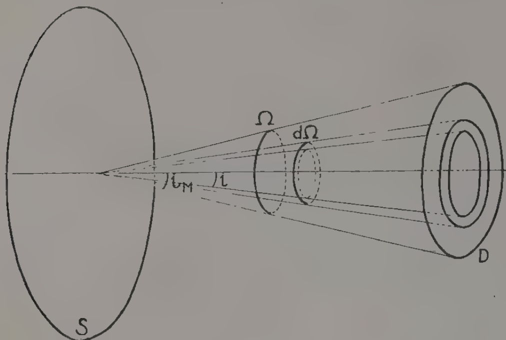


FIG. 3. — Étendue du faisceau de sortie.

les différences de marche qu'ont subi les rayons transportés sous les incidences i et $i + di$ qui limitent $d\Omega$. En effet, en comparant les relations

$$d\Omega = 2\pi\, i\, di \quad \text{et} \quad d\delta_1 = 2ei\, di \quad \text{il vient :}$$

$$d\Omega = \frac{\pi}{e}\, d\delta_1 = \frac{2\pi}{\delta_0}\, d\delta_1.$$

Le flux élémentaire prend la forme :

$$dA = S\,\frac{2\pi}{\delta_0}\,\mathcal{T}_{(\delta_1)}\,.\,D\, d\delta_1$$

et le flux total traversant le diaphragme est :

$$A(\delta_0) = S\,\frac{2\pi}{\delta_0}\int_{-\infty}^{+\infty} D[\delta_1 - \delta_0(1 - i_M^2/4)]\;\mathcal{T}(\delta_1)\, d\delta_1.$$

2-4-1. *Cas où la raie à une largeur négligeable.* — Dans ce cas $\mathcal{T}(\delta_1)$ à la forme simple (1) et $A(\delta_0)$ s'écrit :

$$\mathcal{A}(\delta_0) = S\,\frac{2\pi}{\delta_0}\,\frac{\mathcal{B}}{2}\int_{-\infty}^{+\infty} D[\delta_1 - \delta_0(1 - i_M^2/4)]\;\cos 2\pi\delta_1\,\sigma_0\, d\delta_1. \quad (5)$$

En remarquant que l'intégrale contenue dans (5) est la transformée de Fourier de la fonction D et en posant $S\pi i_M^2 = S\Omega = U$ étendue du faisceau qui traverse l'interféromètre, l'expression finale de $\mathcal{A}(\delta_0)$ est :

$$\mathcal{A}(\delta_0) = \frac{\mathcal{B}}{2}\, U\,\frac{\sin \pi\sigma_0\,\delta_0\, i_M^2/2}{\pi\sigma_0\,\delta_0\, i_M^2/2}\,\cos 2\pi\sigma_0\,\delta_0(1 - i_M^2/4). \quad (6)$$

C'est une expression bien connue [5, 6].

La fonction $\mathcal{A}(\delta_0)$ est une fonction sinusoïdale dont l'amplitude est modulée par une fonction en $\sin x/x$; le terme périodique a un nombre d'onde $\sigma_0(1 - i_M^2/4)$ plus faible que le nombre d'onde σ_0 de la raie étudiée. Cela tient au fait que le diaphragme a admis des rayons ayant subi des différences de marche systématiquement inférieures à δ_0.

La modulation s'annule chaque fois que

$$\delta_0 = k\,\frac{2}{\sigma_0\, i_M^2} = k\,\frac{2\pi}{\Omega}\,\lambda_0,$$

c'est-à-dire chaque fois que le rayon du diaphragme est égal au rayon du k^ième anneau dans son plan.

L'expression $\mathcal{A}(\delta_0)$ peut se mettre sous la forme :

$$\mathcal{A}(\delta_0) = \mathcal{B}\,.\,\Phi(\delta_0) \qquad \text{en posant :}$$

$$\Phi(\delta_0) = \frac{U}{2}\,\frac{\sin \pi\sigma_0\,\delta_0\, i_M^2/2}{\pi\sigma_0\,\delta_0\, i_M^2/4}\,\cos 2\pi\sigma_0\,\delta_0(1 - i_M^2/4).$$

La fonction $\Phi(\delta_0)$ a les dimensions d'une étendue. Sa valeur est celle du flux que transporterait l'interféromètre utilisé avec le même diaphragme si la fonction source était une fonction de Dirac de luminance intégrée égale à l'unité. C'est une caractéristique instrumentale que nous utiliserons dans la suite.

2-4-2. *Cas d'une distribution spectrale étroite.* — L'avantage fondamental de la méthode par transformation de Fourier est qu'elle permet d'obtenir simultanément des informations sur toutes les régions d'un spectre aussi étendu que l'on veut. L'étude qui va suivre porte seulement sur une distribution spectrale étroite, car c'est uniquement dans ce cas que l'on peut définir une fonction d'appareil. Cette restriction est la même, d'ailleurs, pour toutes les méthodes de spectroscopie. Quand on étudie un spectre étendu, on définit une suite de fonctions d'appareil dont la forme reste la même, mais de largeur variable, chacune d'elles étant valable dans un domaine étroit de longueur d'onde.

Si on remplace dans (4) $\mathcal{T}(\delta_1)$ par sa valeur donnée par (3) l'expression du flux devient :

$$A(\delta_0) = \frac{1}{2}\, S\,\frac{2\pi}{\delta_0}\int_{-\infty}^{+\infty} G(\delta_1)\, D[\delta_1 - \delta_0(1 - i_M^2/4)]\;\cos 2\pi\delta_1\,\sigma_0\, d\delta_1. \quad (9)$$

On montre facilement que lorsqu'on étudie une fonction source étroite, c'est-à-dire telle que la densité de luminance puisse être considérée comme négligeable à une distance $\Delta\sigma$ de σ_0 petite par rapport à σ_0, $G(\delta_1)$ peut être confondue avec $G(\delta_0)$ en négligeant un terme infiniment petit de l'ordre de $\Delta\sigma/\sigma_0$.

Le flux sortant s'écrit alors :

$$A(\delta_0) = G(\delta_0)\,.\,\Phi(\delta_0) \quad (10)$$

ou en remplaçant $\Phi(\delta_0)$ par sa valeur donnée par (8) :

$$A(\delta_0) = \frac{U}{2}\, G(\delta_0)\,\frac{\sin \pi\sigma_0\,\delta_0\, i_M^2/2}{\pi\sigma_0\,\delta_0\, i_M^2/2}\,\cos 2\pi\sigma_0\,\delta_0(1 - i_M^2/4). \quad (11)$$

L'équation (10) traduit le résultat très simple suivant : Si la fonction source est une distribution étroite, le flux modulé tombant sur le récepteur est égal au produit de la fonction $\Phi(\delta_0)$ par la transformée de Fourier du profil spectral à étudier [3].

2-5. Fonction limitatrice E. — Pour reconstituer correctement la fonction source sans perdre d'informations, il faudrait faire l'analyse de Fourier de la fonction A complète, c'est-à-dire pour des valeurs de δ_0 variant de $-\infty$ à $+\infty$; mais la différence de marche entre les deux faisceaux interférents ne varie que dans un domaine limité, par exemple entre deux valeurs symétriques $-L$ et $+L$ [4]. La fonction limitatrice, dans le cas le plus simple est $E_1(\delta_0)$ telle que (*fig.* 4) :

$$E_1(\delta_0) = 1 \text{ pour } -L < \delta_0 < +L \quad (14)$$

$$E_1(\delta_0) = 0 \text{ pour } -\infty < \delta_0 < -L \text{ et } L < \delta_0 < +\infty \quad (15)$$

On montrera dans la discussion de la fonction analysée qu'en modifiant $E(\delta_0)$ on peut modifier la fonction d'appareil, en particulier l'apodiser.

2-6. Interférogramme $I(\delta_0)$. — On donne ce nom à la portion de la fonction A comprise entre les valeurs $-L$ et $+L$ de la variable δ_0. C'est le produit de la fonction $A(\delta_0)$ par la fonction $E(\delta_0)$.

$$I(\delta_0) = A(\delta_0) . E(\delta_0). \quad (16)$$

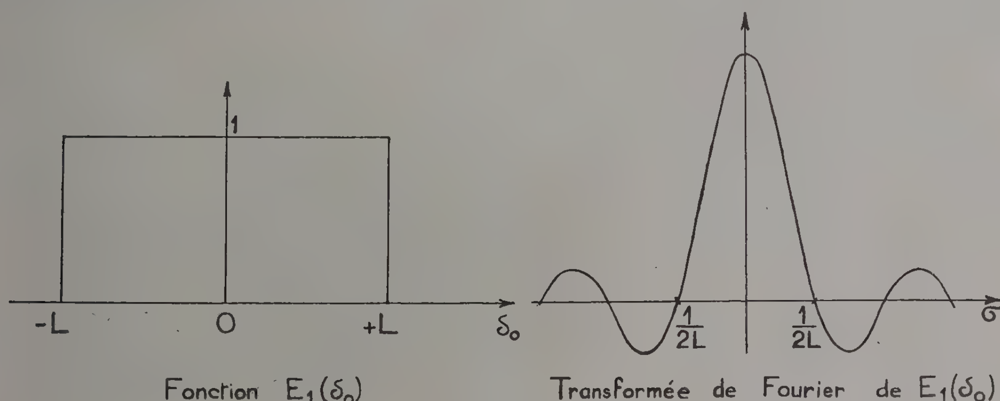


Fig. 4. — Fonction limitatrice.

2-7. Fonction analysée. — Ce sera une reconstitution approximative de la fonction source, obtenue par l'analyse de Fourier de l'interférogramme $I(\delta_0)$. C'est une distribution spectrale $B'(\sigma - \sigma')$ autour du nombre d'onde σ' différent de σ_0.

$$B'(\sigma - \sigma') = T[I(\delta_0)] = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\delta_0) \cos 2\pi\sigma\delta_0 . \mathrm{d}\delta_0.$$

On sait en effet que la transformée de Fourier d'un produit est égale au produit de composition de chacun des termes du produit.

Dans le cas particulier d'une distribution spectrale de largeur négligeable, puis dans le cas général, les fonctions analysées sont :

$$\mathcal{B}'(\sigma - \sigma') = \mathcal{B} . T[\Phi(\delta_0)] * T[E_1(\delta_0)] \quad (17)$$

$$B'(\sigma - \sigma') = T[G(\delta_0)] * T[\Phi(\delta_0)] * T[E_1(\delta_0)]. \quad (18)$$

(3) Cas particuliers. — L'expression générale du flux étant établie, il est facile d'obtenir ses valeurs pour des distributions quelconques. Nous allons donner les résultats dans deux cas particuliers, ceux où la fonction source a une forme soit Döppler, soit de résonance, le cas général étant une combinaison des deux cas précédents.

a) *Fonction source de forme Döppler :* Elle s'écrit :

$$B(\sigma - \sigma_0) = B_M \exp\left(\frac{-4 \ln 2 (\sigma - \sigma_0)^2}{s^2}\right)$$

s étant la largeur à mi-hauteur et B_M la densité de luminance pour le nombre d'onde σ_0. L'expression du flux devient, d'après (11)

$$A(\delta_0) = \frac{U}{2} s B_M \left(\frac{\pi}{\ln 2}\right)^{1/2} \exp\left(\frac{-s^2 \pi^2 \delta_0^2}{4 \ln 2}\right)$$

$$\frac{\sin \pi\sigma_0 \delta_0 i_M^2/2}{\pi\sigma_0 \delta_0 i_M^2/2} \cos 2\pi\sigma_0 \delta_0 (1 - i_M^2/4) \quad (12)$$

expression analogue à celle indiquée dans (6).

b) *Fonction de résonance :* La fonction source et le flux prennent les formes suivantes :

$$B(\sigma - \sigma_0) = B_M \frac{1}{1 + 4 \frac{(\sigma - \sigma_0)^2}{s^2}} \text{ et}$$

$$A(\delta_0) = \frac{U}{2} s B_M \exp\left(-\frac{s\,\delta_0}{2}\right)$$

$$\frac{\sin \pi\sigma_0 \delta_0 i_M/2}{\pi\sigma_0 \delta_0 i_M^2/2} \cos 2\pi\sigma_0 \delta_0 (1 - i_M^2/4). \quad (13)$$

(4) Quand la différence de marche varie seulement entre 0 et $+L$, on peut compléter l'interférogramme par symétrie et la fonction limitatrice sera toujours définie pour δ_0 variant entre $-L$ et $+L$.

En remarquant que si l'on fait $\mathcal{B} = 1$ dans l'équation (17) elle prend la forme :

$$H(\sigma - \sigma') = T[\Phi(\delta_0)] * T[E_2(\delta_0)]$$

et que $T[G(\delta_0)]$ n'est autre que $\mathcal{B}(\sigma)$, l'équation (18) traduit le résultat fondamental suivant :

La fonction analysée est le produit de composition du profil spectral à étudier par la fonction H obtenue dans le cas où la distribution spectrale est infiniment étroite et a une luminance intégrée égale à l'unité.

Par analogie avec des résultats comparables obtenus avec toutes les autres méthodes de spectroscopie, la fonction $H(\sigma - \sigma')$ est appelée fonction d'appareil.

2-8. Fonction d'appareil. — D'après sa définition même : $H = d * e$ (*fig.* 5) qu'on peut encore écrire :

$$H = \frac{2\pi SL}{\delta_0} h \quad (fig.\ 6) \text{ avec } \quad h = f * g$$

f est une fonction rectangulaire telle que :

$$f[\sigma - \sigma_0(1 - i_M^2/4)] = 1 \quad \text{pour} \quad \sigma_0 > \sigma > \sigma_0(1 - i_M^2/4)$$

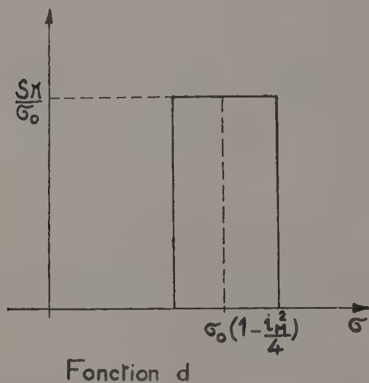
$$f[\sigma - \sigma_0(1 - i_M^2/4)] = 0 \quad \text{pour} \quad \sigma > \sigma_0$$

$$\text{et} \quad \sigma < \sigma_0(1 - i_M^2/4)$$

et $$g = \frac{\sin 2\pi\sigma L}{2\pi\sigma L}.$$

Si l'interférogramme est enregistré et la transformée de Fourier faite par des calculateurs numériques (méthode employée par P. Fellgett et H. A. Gebbie), ou si le signal subit une détection synchrone avant d'être analysé par des méthodes analogiques (méthode employée par J. Strong et G. A. Vanasse), la fonction d'appareil est le produit de composition d'une fonction rectangulaire par une fonction en $\sin x/x$.

Elle est représentée par une courbe dont la forme s'éloigne de plus en plus de celle de la fonction en $\sin x/x$ pour se rapprocher du rectangle à mesure que croît le rapport r/s de la largeur de la fonction rectangle à la largeur à mi-hauteur de la fonction en $\sin x/x$.



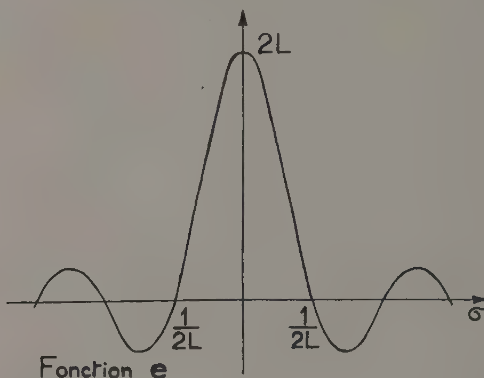
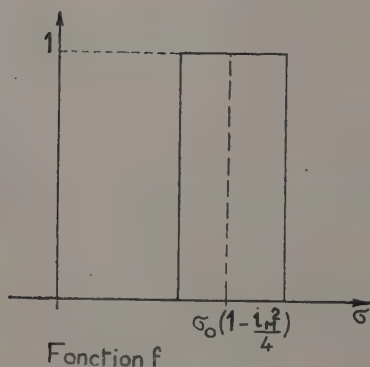


Fig. 5.



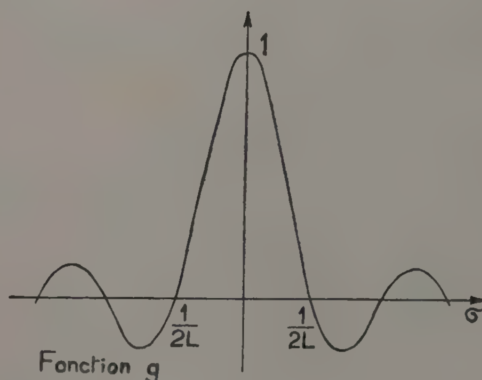


Fig. 6.

La figure 7 donne la forme de la fonction d'appareil pour $r/s = 1$. Dans la figure 8 les courbes g et h ont été ramenées à la même hauteur pour

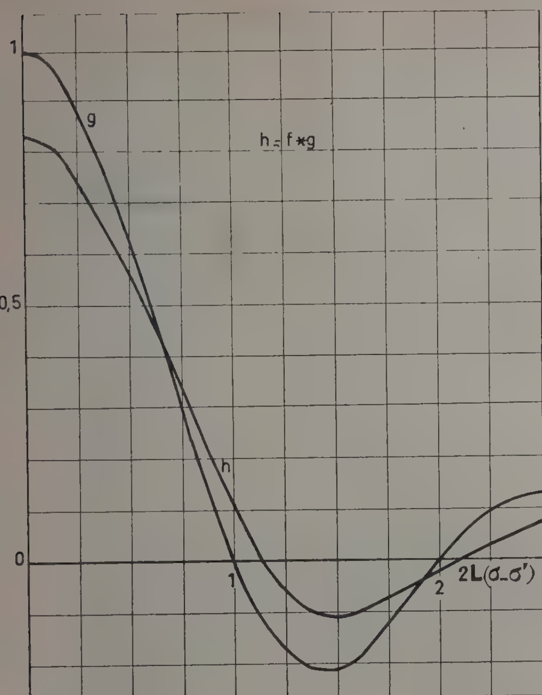


FIG. 7. — Fonction d'appareil ($r/s = 1$).

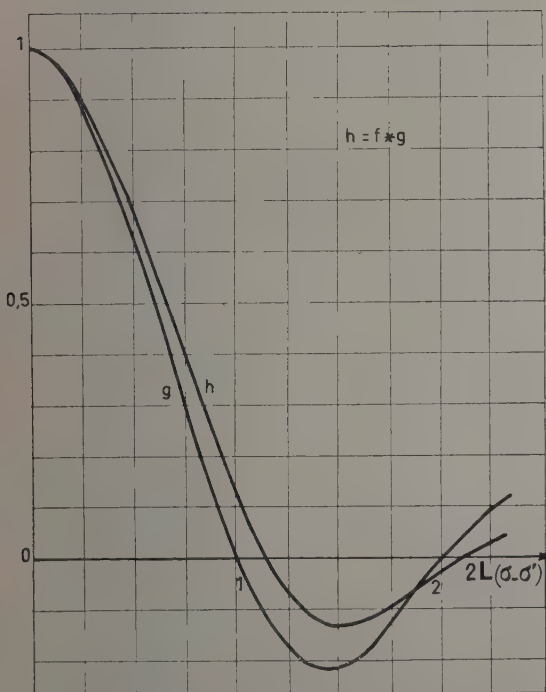


FIG. 8. — Fonctions d'appareil ramenées à la même hauteur.

mettre en évidence l'élargissement de la fonction h, le rapport des largeurs à mi-hauteur des fonctions h et g est $\alpha/s = 1{,}1$ pour $r/s = 1$.

3. **Discussion des résultats.** — 3-1. LIMITE DE RÉSOLUTION THÉORIQUE. — Dans le cas des spectromètres à prisme ou à réseau, on définit une limite de résolution théorique qui est celle de l'instrument utilisé avec des fentes infiniment fines. Dans le cas de l'interféromètre à deux ondes, on appellera limite de résolution théorique celle qui serait obtenue avec un diaphragme explorateur infiniment fin et une exploration limitée. D'après le critère de Lord Rayleigh, deux raies sont séparées quand le maximum central de la figure de diffraction donnée par l'une des raies coïncide avec le premier minimum de la figure de diffraction donnée par l'autre. Il est bien connu que dans ce cas la hauteur au centre de la courbe résultante est les 4/5 de la hauteur maximum.

Nous garderons cette dernière convention et la figure (9) montre que la hauteur au centre de la

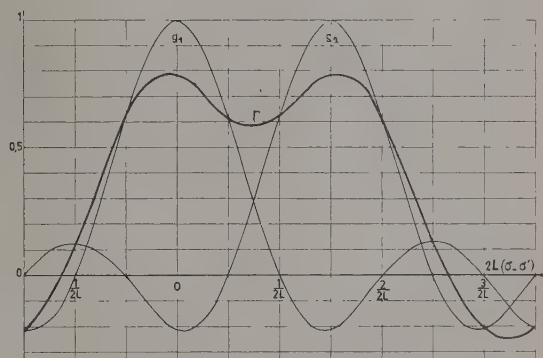


FIG. 9. — Limite de résolution.

courbe résultante r est sensiblement les 4/5 de la hauteur maximum quand le maximum de la fonction g_2 coïncide avec le premier minimum de la fonction g_1. Dans ce cas la distance séparant les centres des deux raies est $3/4\,L$ ce qui conduit à une limite de résolution théorique $\delta\sigma = 3/4\,L$, et à un pouvoir de résolution théorique $\mathcal{R} = \sigma/\delta\sigma = 4L\sigma/3$.

3-2. DÉTERMINATION DES MEILLEURES CONDITIONS D'EMPLOI. — On choisit une méthode comparable à celle employée avec le spectromètre à réseau ou le Fabry-Perot [3, 4]. Quand on augmente le diamètre du diaphragme explorateur, la luminosité $\mathcal{L}$ de l'instrument croît, mais la résolution $\mathcal{R}$ pour la même différence de marche maximum décroît (on la calcule à partir de l'élargissement de la fonction d'appareil). Le maximum du produit $\mathcal{L}\mathcal{R}$ a lieu pour une valeur i du rayon angulaire du diaphragme qui réalise les meilleures condi-

tions d'emploi de l'interféromètre de Michelson $i = 0{,}7\sqrt{2/R}$ (5).

3-3. Apodisation. — La fonction d'appareil de l'interféromètre employé comme l'indique la figure 7 a des pieds importants, ce qui est gênant dans un grand nombre de cas. Or on voit qu'il suffit pour apodiser de modifier la fonction $E(\delta_0)$. Nous n'entrerons pas ici dans le détail des calculs. Toutefois, signalons qu'on peut envisager plusieurs techniques différentes d'apodisation.

La méthode la plus simple consiste à changer la forme de $E(\delta_0)$ en conservant le diaphragme de diamètre fixe et en modifiant le flux tombant sur le récepteur à l'aide de filtres absorbants dont la densité varierait en fonction de la différence de marche. On peut, par exemple, réaliser ainsi la fonction $E_2(\delta_0)$ représentée par la figure 10. La fonction d'appareil sera alors le produit de composition d'une fonction rectangulaire par une fonction en $(\sin x/x)^2$, mais on a diminué la luminosité et la résolution comme il arrive généralement quand on apodise (6).

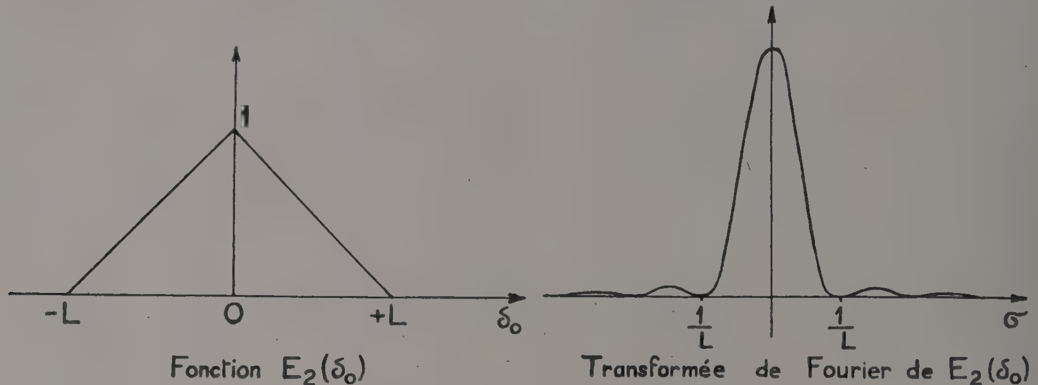


Fig. 10. — Fonction limitatrice.

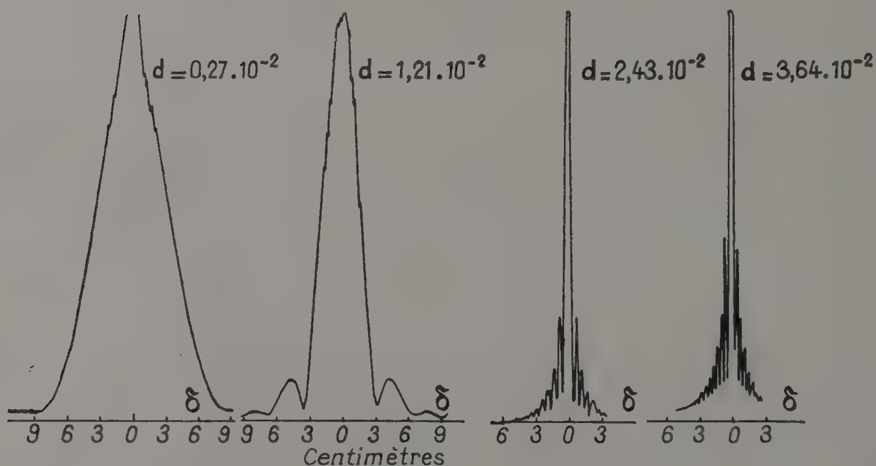


Fig. 11. — Variation de la modulation en fonction de la différence de marche
$\lambda = 6438$ du Cadmium
d, diamètre du trou de sortie en radian
$f = 33$ cm.

4. **Vérification expérimentale.** — Nous avons cherché à obtenir expérimentalement, non pas la fonction d'appareil elle-même, mais sa transfor-

(5) *Emploi des systèmes afocaux :* Remarquons que tous les calculs de la fonction d'appareil, du pouvoir de résolution, des meilleures conditions d'emploi ne sont plus valables si l'interféromètre est muni de systèmes afocaux destinés à augmenter l'angle solide utilisable, en donnant un état d'interférence constant dans tout le champ [7]. Les relations entre i et δ_1, donc la forme de la fonction A dépendent alors des aberrations des systèmes afocaux utilisés.

(6) H. A. Gebbie a proposé lors du Colloque d'apodiser la fonction d'appareil en multipliant toutes les ordonnées de l'interférogramme par des coefficients convenables.

mée de Fourier en enregistrant l'interférogramme

$$I'(\delta_0) = \frac{U}{2} G(\delta_0) \left| \frac{\sin \pi\sigma_0 \delta_0 i_M^2/2}{\pi\sigma_0 \delta_0 i_M^2/2} \right| . E(\delta_0).$$

4-1. Dispositif expérimental. — L'interféromètre utilisé est un interféromètre de Michelson à miroirs, un des miroirs est porté par un chariot poussé par une vis de pas 1 mm, celle-ci est entraînée par un moteur synchrone tournant à 750 tours/minute par l'intermédiaire d'une vis tangente qui donne une démultiplication de 100. Ce chariot avance donc de 1 mm en 8 secondes ; δ_0 varie dans nos expériences de — 9 cm à + 9 cm. La source utilisée est la raie 6 438 Å du cadmium isolé par un filtre dans le spectre d'une lampe Osram.

Le signal électrique fourni par un photomultiplicateur est amplifié dans un amplificateur alternatif, puis détecté linéairement et enregistré.

4-2. Résultats. — Nous avons fait plusieurs enregistrements avec des valeurs de d_m croissant de 0,006 à 0,018. Les minima ont bien lieu pour les valeurs calculées de la différence de marche. Ils ne sont pas complètement nuls à cause de l'influence des défauts de surface des miroirs sur la fonction d'appareil (question qui n'est pas étudiée dans cet exposé) ; dans le dernier cas, la largeur de la fonction source est négligeable devant celle de la fonction diaphragme et la courbe enregistrée est bien en $|\sin x/x|$.

II. Pouvoirs de résolution accessibles à la méthode par transformée de Fourier.

La méthode de spectroscopie par transformée de Fourier est applicable en principe dans tous les domaines de longueur d'onde. Si l'on veut employer un interféromètre de Michelson, il suffit de savoir trouver une substance transparente pour la lame séparatrice. Mais P. Jacquinot montrera dans sa communication que le gain de rapidité dû à la méthode ne sera effectif que dans l'infra-rouge où le bruit de récepteur est prépondérant ; dans le visible il est forment réduit par le bruit de lumière.

Pour obtenir des limites de résolution très réduites, il faut réaliser de grandes différences de marche. Les difficultés qu'on rencontre sont de deux ordres :

1) Dans le cas où l'appareil utilisé est un interféromètre de Michelson, le parallélisme des miroirs doit être assuré à une fraction de longueur d'onde près ; c'est d'autant plus facile à réaliser que la longueur d'onde est plus grande. C'est la première raison pour laquelle la méthode sera d'un emploi plus facile dans l'infra-rouge. Mais cette difficulté n'est pas la plus grande à résoudre. Nous avons réalisé un interféromètre dans lequel le parallélisme du miroir mobile est conservé à 1/10 de frange avec la raie rouge du cadmium pour un déplacement de 12 cm d'un miroir de 5 cm de diamètre.

2) Il faut que la fréquence du signal à analyser soit constante, ce qui revient à dire que la vitesse d'exploration v doit être constante. Si le dispositif d'entraînement du miroir mobile présente des défauts provoquant à chaque instant des écarts entre la position du miroir mobile et sa position théorique, la déformation de la fonction d'appareil est la même que si le dispositif d'entraînement était utilisé pour tracer un réseau de diffraction et ce réseau employé en montage Littrow sous incidence rasante, à condition d'imaginer que l'on dispose d'un récepteur qui soit sensible à l'*amplitude* de la vibration lumineuse, et non à l'intensité.

On en déduit facilement qu'une erreur périodique, d'amplitude $\varepsilon \ll \lambda$ provenant de la vis ou des engrenages, provoque l'apparition d'une paire de ghosts symétriques dont la position est la *même* que dans l'emploi du réseau ; mais leur hauteur relative vaut $\pi\varepsilon/\lambda$, tandis que dans l'emploi du réseau, la hauteur relative est seulement $(\pi\varepsilon/\lambda)^2$, donc beaucoup plus faible. Si l'erreur est du type progressif non linéaire elle se traduit par un élargissement de la fonction d'appareil et donc par une baisse du pouvoir de résolution. Le problème de la régularité de l'entraînement est pratiquement résolu avec les machines à graver les réseaux modernes puisque ceux-ci approchent effectivement du pouvoir de résolution théorique ; mais la difficulté est ici singulièrement augmentée du fait que l'enregistrement de l'interférogramme doit être beaucoup plus rapide que la gravure du réseau.

Il semble possible d'atteindre, mais difficile de dépasser, un pouvoir de résolution de l'ordre de 100 à 1 000 par des moyens purement mécaniques. Si l'on désire aller plus loin, une solution pourrait être l'enregistrement d'une raie de référence en même temps que celui du spectre ; la fréquence correspondante pourrait ultérieurement servir à piloter l'analyse de Fourier qui se ferait par détection synchrone.

III. Mesure de l'écart des deux raies d'un doublet.

Il y a un cas où l'on peut espérer obtenir simplement de hautes résolutions : celui de la mesure de l'écart de deux raies constituant un doublet, c'est-à-dire la mesure d'une différence de fréquences.

Nous avons ainsi étudié l'écart des raies D du sodium et des deux composantes π Zeeman données par la raie 4 678 du cadmium dans un champ de 800 Gauss.

1. **Principe.** — Théoriquement le problème est très simple ; quand la différence de marche varie d'une quantité δ, on observe le défilement de p_1 franges données par la raie de nombre d'onde σ_1,

de p_2 franges données par la raie de nombre d'ondes σ_2 et de P battements ; ces diverses quantités sont liées par la relation :

$$\delta = P_1/\sigma_1 = P_2/\sigma_2 = P/\Sigma \text{ en posant } \Sigma = \sigma_1 - \sigma_2$$

Le problème consiste donc à mesurer la variation de la différence de marche δ séparant P battements, qui pour des raisons évidentes seront situées symétriquement par rapport à la différence de marche σ. Exprimons la forme de la fonction A quand la source émet deux composantes ayant une forme Döppler, le nombre d'onde de l'une d'elles étant σ_0 et quand le diaphragme a un diamètre angulaire suffisamment petit pour que son effet soit négligeable ; d'après (12)

$$A(\delta) = \frac{U}{2} sB_M \left(\frac{\pi}{\ln 2}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{s^2 \pi^2 \delta^2}{4 \ln 2}\right) \times [\cos 2\pi\delta\sigma_0 + \cos 2\pi\delta(\sigma_0 + \Sigma)]$$

ou

$$A(\delta) = \frac{U}{2} sB_M \left(\frac{\pi}{\ln 2}\right)^{1/2} \exp\left[-\left(\frac{s\,\delta}{2}\right)^2 \cdot \frac{\pi^2}{\ln 2}\right] \times \cos \pi\delta\Sigma \cos 2\pi\delta(\sigma_0 + \Sigma/2). \quad (13)$$

La fonction $A(\delta)$ est une fonction sinusoïdale dont l'amplitude est modulée par une fonction M qui est elle-même le produit de la fonction $C = \cos \pi\delta\Sigma$ (traduisant la présence de deux raies) par la fonction $G = \exp\left[\frac{-\pi^2}{\ln 2}\left(\frac{s\,\delta}{2}\right)^2\right]$, transformée de Fourier du profil spectral de l'une des raies, c'est-à-dire que la courbe représentant la fonction G est l'enveloppe de la courbe représentant la fonction M.

2. Dispositif expérimental. — La meilleure méthode consisterait à mesurer la distance séparant les positions 1 et 2 du miroir mobile correspondant au 1er et au $(P + 1)^{ieme}$ battement en comptant le nombre de franges qui défilent quand le miroir se déplace d'un mouvement continu de la position 1 à la position 2.

Nous ne disposons pas d'un système de comptage de franges et une de nos techniques a consisté à mesurer la longueur δ en tours et fractions de tours de vis. L'erreur ainsi introduite est nettement inférieure à celle provenant du repérage du zéro de modulation. Pour trouver la position du chariot correspondant à un minimum de la fonction M, on tourne à la main très lentement la vis tangente. En même temps on fait varier sinusoïdalement la différence de marche avec un mouvement dont l'amplitude est d'au moins une longueur d'onde et la fréquence 200 Hz (par exemple en faisant vibrer d'un mouvement de translation le miroir fixe à l'aide d'un électro-aimant agissant sur son support). L'amplitude du signal obtenu, qu'on peut examiner à l'oscilloscope, est nulle quand la position du miroir mobile coïncide exactement avec celle correspondant à un zéro de modulation.

Une deuxième technique utilisée ne diffère de la première que par la façon de pointer le zéro de modulation. On enregistre la fonction $A(\delta)$ elle-même (et pas seulement son amplitude) au voisinage des valeurs de δ correspondant au 1er et au $(P + 1)^{ieme}$ battement et on repère le minimum de la fonction M sur l'enregistrement en mesurant l'amplitude des franges enregistrées. Ce défilement lent des franges est obtenu en faisant tourner la compensatrice d'un mouvement continu ; le signal fourni par le photomultiplicateur est amplifié en courant continu et enregistré.

Dans les deux méthodes, la précision est limitée par le fait que la fonction présente des minima non nuls. (Les deux raies ne sont pas rigoureusement identiques.)

3. Résultats. — Nous avons fait plusieurs mesures de l'écart des deux raies D du sodium en comptant des nombres de battements différents et en mesurant chaque fois la distance séparant les deux battements extrêmes. Le nombre P est connu sans ambiguïté, l'erreur relative sur Σ est donc égale à l'erreur relative sur δ ; les résultats sont résumés dans le tableau suivant.

P	δ_{cm}	$\Sigma_{cm^{-1}}$	$\Delta\delta_{cm}$	Δ
380	22,0820	17,2086	1.10^{-4}	$\frac{1}{50\,000}$
276	16,0384	17,2087	$0,5.10^{-4}$	$\frac{1}{50\,000}$
104	6,04348	17,2086	$0,1.10^{-4}$	$\frac{1}{200\,000}$

La cohérence des résultats est bien de l'ordre de grandeur de la précision calculée.

Nous avons d'autre part enregistré la fonction

$$A'(\delta) = k \exp\left[-\frac{\pi^2}{\ln 2}\left(\frac{s\,\delta}{2}\right)^2\right] |\cos \pi\delta\Sigma|$$

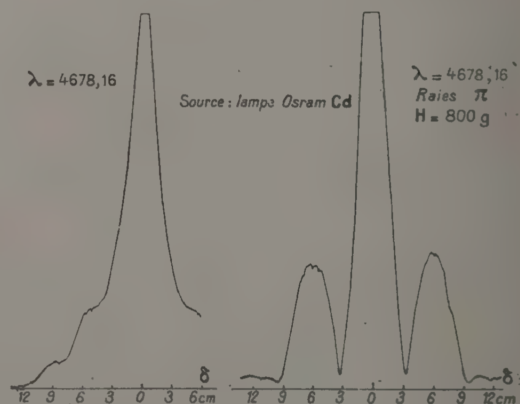


Fig. 12. — Variation de la modulation en fonction de la différence de marche.

Source : lampe Osram Cd

en utilisant comme source les deux composantes π Zeeman de la raie 4 678 du Cd isolées au moyen de polaroïdes. Le signal fourni par la cellule pendant le déplacement du miroir mobile était amplifié dans un amplificateur alternatif, puis détecté linéairement et enregistré. La première courbe de la figure 12 représente la fonction A quand la source utilisée est la composante centrale ; la deuxième courbe montre les battements obtenus avec les deux composantes π.

Deux battements consécutifs sont séparés par une longueur de l'ordre de 134 000 longueurs d'onde. Chaque zéro de la modulation est repéré à 60 longueurs d'onde près (c'est-à-dire que 60 franges sur l'enregistrement ont des hauteurs qui oscillent autour d'une même valeur moyenne). A 67 franges du minimum de la fonction M, la valeur de la fonction M est 1/1 000 de celle de la fonction G pour la même valeur de la variable δ. L'écart des composantes (161 mk) est mesuré avec une précision de l'ordre de 1/1 000.

Conclusion. — La fonction d'appareil d'un interféromètre de Michelson employé en spectromètre enregistreur est le produit de composition d'une fonction rectangulaire par une fonction en sin x/x. Les difficultés mécaniques rencontrées dans la réalisation montrent que, si on n'emploie pas la détection synchrone avec un signal fourni par l'interféromètre lui-même on ne peut pas dépasser des pouvoirs de résolution de l'ordre de quelques centaines. On peut cependant obtenir simplement de hautes résolutions quand on cherche un complément d'information sur un objet partiellement connu.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Fellgett (P.), *J. Physique Rad.* (N° du Colloque), 1958.
[2] Jacquinot (P.), Conférence du G. A. M. S., 1953.
[3] Jacquinot (P.) et Dufour (Ch.), *Journal de Recherches du C. N. R. S.*, 1948, n° **6**.
[4] Chabbal (R.), *Journal de Recherches du C. N. R. S.*, 1953, n° **24**.
[5] Peck (E. R.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1955, vol. **45**, n° 11, 931.
[6] Stroke (G. W.), *Bull. Res. Israël*, 1957, vol. **5 C**, n° 4, 339.
[7] Connes (P.), *Revue d'Optique*, 1956, **35**, 37.

DISCUSSION

G. Stroke. — Avec la machine à graver les réseaux du M. I. T. nous contrôlons facilement la vitesse de déplacement du chariot à 0,1 % près ce qui permettait d'atteindre un pouvoir de résolution $\mathcal{R} = 1\,000$.

P. Connes. — Le problème d'asservissement du mouvement du chariot élégamment résolu au M. I. T. est relativement plus simple que celui qui nous intéresse. En effet dans la machine à graver les réseaux, les franges d'interférence défilent à une vitesse très faible, de l'ordre de une frange par seconde, tandis que si l'on veut profiter du gain de rapidité procuré par la méthode de la transformation de Fourier il pourra être nécessaire de faire défiler des centaines de franges par seconde.

G. Stroke. — La fréquence normale est de 2,5 franges/s mais nous avons obtenu un fonctionnement correct jusqu'à 40 franges/s.

J. Terrien. — La détermination des profils spectraux nous préoccupe au B. I. P. M., car nous cherchons, pour constituer un étalon de longueur, à produire un profil symétrique, aussi voisin que possible du profil Doppler, et de faible largeur

Un bon étalon Fabry-Perot, de bande passante 2 à 2,5 mk, nous a permis de trouver des radiations à profil symétrique, et de mesurer leur largeur, 12 à 13 mk pour ^{86}Kr, et 20 mk pour ^{198}Hg, compte tenu des corrections indiquées par Chabbal. Mais le F.-P. renseigne mal sur les pieds du profil, où l'on distinguerait les effets tels que largeur naturelle, effet de pression, résonance quantique, qui se superposent à l'effet Doppler.

L'étude de la visibilité $V = \dfrac{M - m}{M + m}$ à l'interféromètre de Michelson est un test plus efficace. La symétrie constatée au F.-P. autorise que l'on remonte au profil $f(x)$ par transformation de Fourier de $V(D)$ sans considération de phase (D est la différence de marche). Pour déceler les déformations du profil par rapport à une courbe Doppler, la courbe de visibilité est d'une interprétation plus facile, comme le montre l'exemple suivant.

Soit une raie élargie simultanément par effet de pression ou par un autre effet produisant un profil

$$f_2(x) = \frac{1}{1 + x^2/\delta_2^2} \text{ (visibilité correspondante } v_2 = e^{-\delta_2 D k_2},$$

et par effet Doppler

$$\text{(profil} \qquad f_1(x) = e^{-\frac{x^2}{\delta_1^2}} \qquad V_1 = e^{-k_1 D^2 \delta_1^2}).$$

Le profil résultant est $\int f_1(u)\ f_2(x - u)\ du$, intégrale peu maniable. La visibilité résultante est $V = V_1 V_2$, et log V/D est une fonction linéaire de D, dont l'ordonnée à l'origine fournit δ_2 et la pente δ_1.

Exemple numérique. Le profil de la raie verte de ^{198}Hg, produite dans un tube sans électrode à 0 °C, déterminé au F.-P., est indiscernable du profil Doppler calculé pour une température d'agitation thermique de 200 °C. La visibilité, mesurée avec précision pour quelques valeurs de la différence de marche, est bien conforme à la loi prévue

avec composantes Doppler correspondant à 30 ou 40 °C, valeur bien plus vraisemblable.

G. Stroke. — A propos de ce problème de la visibilité (photoélectrique) des franges d'interférence, et de la différence entre largeur effective de la raie et largeur Doppler, je mentionnerai que j'ai également fait, au moyen de la machine à réseaux du M. I. T., un grand nombre de mesures de visibilité avec une source de ^{198}Hg (expériences dont je reparlerai dans ma communication). Comme vous, je trouve un rapport largeur effective sur largeur Doppler de l'ordre de 2 (exactement 1,9 à 293 °K). De plus, à 313 °K seulement, la source (tube Megers), observée au Fabry-Perot était notablement renversée. Quant aux causes physiques de cet élargissement, elles sont, à ma connaissance, seulement en train d'être établies (bien que de nombreux travaux aient été publiés sur la question dans le passé). F. Bitter en a publié une explication partielle (*J. O. S. A.*, octobre 1956) où il montre que ce n'est pas la température Doppler T qui régit la largeur de la raie mais plutôt ce qu'il appelle une température de radiation (du plasma), T_r, plus élevée, mais moins élevée que la température du gaz électronique, Burger et Van Cittert (*Z. Physik*, 1928) ont fait des calculs semblables, conduisant à des valeurs comparables. Ceci corrobore peut-être la formule que vous avez donnée.

P. Jacquinot. — Je crois qu'il faut mettre l'accent sur le fait qu'on est ici dans des cas très particuliers d'application de la méthode par transformation de Fourier ; selon la terminologie introduite par Gabor il s'agit de rassembler des informations sur des objets partiellement connus (« collecting information about partially known objects »).

H. G. Kuhn. — Il est très malheureux que nous ne puissions pas avoir ici M. Michelson lui-même !

QUELQUES MÉTHODES EXPÉRIMENTALES DE FOURIER POUR EXAMINER LA FORME DES RAIES SPECTRALES

Par Erik INGELSTAM,
The Royal Institute of Technology, Stockholm.

Résumé. — On discute les principes et les réalisations de méthodes utilisant la technique des interférences par contraste de phase unidimensionnelle pour obtenir la transformée spectrale $E(\sigma)$ de la source lumineuse. Certains facteurs de mérite sont inférieurs à ceux d'autres techniques mais les procédés sont simples. Ils semblent attrayants pour donner des informations additionnelles sur des cas partiellement connus, sur l'élargissement par pression, par exemple. Des réalisations sont proposées pour l'infra-rouge. On attire l'attention sur les techniques maintenant courantes pour examiner l'imagerie incohérente (fonction de réponse en fréquence) qui peuvent être utilisées avantageusement pour examiner la structure fine, les spectres Zeeman, etc...

Abstract. — The possibilities of using one-dimensional phase contrast interference techniques for obtaining the spectral transform $E(\sigma)$ of the light source are discussed and apparatuses outlined. Some factors of merit are lower than for other techniques, but the procedures are simple. They seem to be attractive for obtaining additional information of a partially known spectrum, such as broadening of lines, etc... Designs are outlined for use in the infrared. Attention is drawn to the techniques now extensively used for examining incoherent imaging (frequency response functions) which may be used with advantage in spectral apparatuses for examining fine-structure, Zeeman spectra etc...

1. **Cas favorables des régions spectrales étroites.** — Les méthodes de Fourier pour l'examen des spectres ne sont pas limitées à des raies spectrales, c'est-à-dire que le domaine d'analyse, en nombre d'ondes $(\sigma_2 - \sigma_1)$, peut être largement étendu. Cependant le gain de simplicité que l'on obtient lorsque la bande de nombre d'ondes est étroite rend ce cas favorable. La plupart des méthodes que je discuterai appartiennent à cette classe.

Généralement, donc, il sera commode de travailler avec un prémonochromateur de type simple pour isoler un domaine $(\sigma_2 - \sigma_1)$ à examiner. Dans le visible et l'ultra-violet, aussi bien que dans le proche infra rouge, un monochromateur à prisme ou à réseau échelette est à recommander. Pour un domaine étroit de l'infra-rouge lointain, où on doit considérer spécialement l'intensité, les filtres interférentiels passe-bande développés récemment par plusieurs chercheurs, peuvent procurer le filtrage spectral requis. Dans les exemples qui seront donnés dans la section 6, l'information préalable fournie par la connaissance expérimentale et théorique de la structure du spectre rend possible l'attaque du problème avec des méthodes très directes et simples pour obtenir l'information additionnelle. C'est la principale raison du succès des ingénieuses expériences originales de Michelson [1] en dépit des méthodes élémentaires utilisées et de l'absence d'information sur la phase.

2. **Principes des interférences à contraste de phase.** — L'appareil à contraste de phase à une dimension peut être caractérisé comme une méthode interférentielle utilisant une séparation de faisceaux très peu classique. La figure 1 montre le

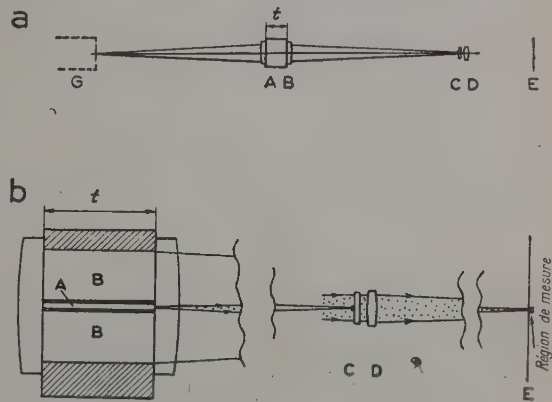


Fig. 1. — Parties fondamentales du réfractomètre à contraste de phase, références [2-5].

schéma d'un réfractomètre [2, 3, 4, 5], dans lequel la cuve contenant l'échantillon consiste en un étroit canal A pour l'échantillon et deux canaux plus larges B remplis avec le milieu de référence. Il n'y a pas d'exigence pour le parallélisme des surfaces qui limitent les cellules, qui sont ici les surfaces planes de lentilles plan-convexes. Une différence de marche optique $x = t(n_A - n_B)$ est introduite entre les fronts d'onde, tous deux plans. Ces ondes sont regroupées dans l'image géométrique de la cuve, en E, après avoir traversé l'élément dépha-

sant, C. La séparation des faisceaux est, comme il est bien connu, opérée par diffraction : le front d'onde étroit provenant de A (faisceau marqué en pointillé dans la figure 1*b*) s'étale, principalement, sur la zone périphérique de C, alors que la figure de diffraction, étroite, de l'ensemble de la cuve, provenant principalement de B, est déphasée par la bande étroite au centre de la lame de phase C. Les vecteurs relatifs à la formation de l'image de A en E sont en situation d'interférence constructive au lieu d'être perpendiculaires, comme ils le seraient en l'absence de l'élément déphaseur C, lorsque x est petit devant la longueur d'onde. Quand x vaut plusieurs longueurs d'onde, les vecteurs interférents décrivent plusieurs cycles. L'auteur a fait remarquer [6] que l'analyse des variations d'intensité ainsi produites est un moyen de mesure des largeurs de bande spectrale, comme les autres procédés de modulation interférométriques, mais l'analyse faite dans l'article cité faisait intervenir les paramètres généraux du contraste de phase et ne prétendait pas à donner autre chose que le premier terme d'un développement en série de la transformée de Fourier.

Si, cependant, $\varphi = 60°$, et s'il n'y a pas de différence d'absorption à travers C, la variation d'intensité est exactement la même que pour deux ondes d'égale amplitude, soit pour une raie monochromatique :

$$I(x) = [1 + \cos(2\pi\sigma x + \pi/3]$$

et pour une bande spectrale :

$$I(x) = \int^{\sigma_2} E(\sigma)\,[1 + \cos(2\pi\sigma x + \pi/3)]\,d\sigma\,;$$

l'essentiel peut en être écrit, en faisant un changement d'origine pour les x, sous la forme de la transformée de Fourier :

$$I(x) = \overline{I} + \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} E(\sigma)\cos 2\pi\sigma x\,d\sigma.$$

Ainsi les variations d'intensité dans le contraste de phase se présentent tout comme dans les autres types d'interférence à deux ondes et $E(\sigma)$ est obtenu par la transformation inverse de Fourier. Il y a lieu de considérer quelques propriétés particulières et quelques différences avec les interféromètres classiques tels que ceux de Michelson et de Fabry-Perot :

a) La région A doit être étroite par rapport à la région B. Les propriétés idéales qui viennent d'être décrites supposent que le rapport de ces deux aires tend vers zéro ; s'il n'en est pas ainsi, mais si le rapport est cependant plus petit que 1/10, la composition des vecteurs est plus compliquée [3]. Mais il est encore possible d'appliquer les corrections pour obtenir la transformée de Fourier.

b) Le fait que l'aire de A est seulement 1/10 de l'ensemble de la cellule éclairée en lumière cohérente implique une perte d'intensité par rapport aux techniques où le champ tout entier participe au phénomène d'interférence. Une comparaison directe avec les autres techniques Fourier ne sera possible qu'après des mesures réelles, à cause des propriétés purement instrumentales telles que la précision des mouvements et la géométrie du récepteur. Mais on peut isoler deux faits théoriques : 1) On peut comparer ce dispositif avec ceux qui, comme celui-ci, comportent une fente d'entrée, tel celui qui sera traité dans la section 5. La méthode par contraste de phase est défavorisée d'un facteur voisin de celui qui vient d'être mentionné précédemment. Le champ B forme une aire de référence dont le bruit n'intervient pas dans les mesures de A à cause du principe même des interférences. 2) Tous ces dispositifs comportant une fente ont, ainsi que l'a fait remarquer Jacquinot, un facteur de mérite plus faible que ceux qui ont la symétrie de révolution. Ici, la *longueur* pratique de la fente joue un rôle essentiel, alors que la longueur théorique n'est pas diminuée dans notre cas.

c) L'appareil contient un élément qui dépend de la longueur d'onde, l'élément déphasant, C, de la figure 1. Cela restreint le domaine $(\sigma_2 - \sigma_1)$; mais si cet effet est gênant, on peut l'éviter, ainsi qu'on le démontrera dans la section 3 et dans la figure 5 (en bas).

d) La méthode par contraste de phase ne fait intervenir aucun séparateur de faisceau absorbant, et de ce fait, possède une meilleure transparence que la plupart des autres interféromètres.

e) La méthode par contraste de phase peut être appliquée en n'utilisant que des réflexions ; un

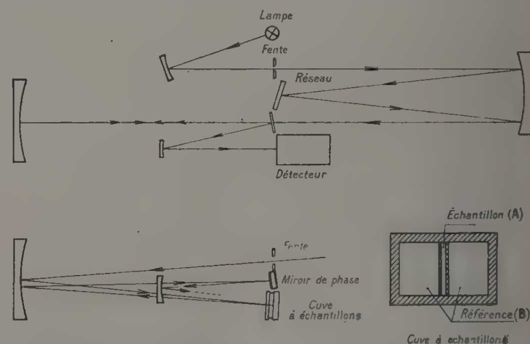


Fig. 2. — Réfractomètre à contraste de phase par réflexion (Djurle-Rodney).

exemple en est donné sur la figure 2. Cela rend la méthode applicable dans toute la région infrarouge.

3. **Technique utilisée pour faire varier la différence de marche.** — La modification la plus simple permettant de transformer le réfractomètre à contraste de phase en spectroscope interférentiel consiste à utiliser la méthode bien connue de varia-

tion de la pression de gaz dans la cuve (*fig.* 3, à gauche). Avec cette méthode, en utilisant N_2O ou du fréon, une cuve d'épaisseur $t = 250$ mm donne, dans la région visible, jusqu'à $x_0 = 500\ \lambda_0$. La résolution équivalente, égale à 500, est ainsi relativement faible, mais est suffisante pour des mesures de bandes spectrales, et pour vérifier l'accord détaillé des premiers ordres d'interférence, ce qui était le but de la réalisation dans notre laboratoire.

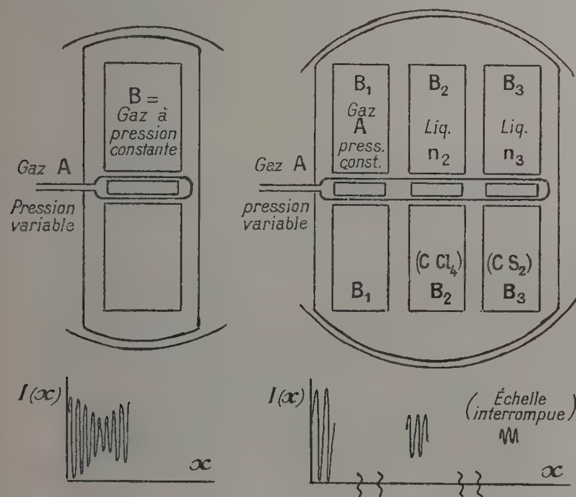


Fig. 3. — Vue de face des cuves dans le cas de la figure 1 et 2, modifiées pour obtenir directement $I(x)$. Les rectangles intérieurs du centre marquent les parties du champ dont le flux est envoyé à la cellule photo-électrique et constituent $I(x)$.

L'étape suivante, indiquée aussi précédemment [6], consiste à introduire de plus grandes différences de marche en remplaçant, dans la cuve B, le gaz par un liquide. La figure 3, à droite, montre comment cela peut être réalisé dans le même dispositif ; puisque seules des ondes situées dans le même plan vertical interférent, il n'y a pas d'inconvénient à diviser la cuve comme cela est représenté sur la figure. Évidemment on n'obtient ainsi que trois *points* de la transformée spectrale $I(x)$. En se limitant à ces trois points, une variation de x (par variation de pression de gaz dans A), de seulement une période, est nécessaire. Il est commode de pomper le gaz de 1 atmosphère jusqu'aux environs du vide, et l'épaisseur t de la cellule peut être choisie petite. Le tableau suivant montre les régions autour de ces points que l'on obtient pour deux liquides (voir *fig.* 3), utilisable aussi dans le proche infrarouge jusqu'à 2,5 microns :

$$x = t(n_B - n_A) = t[(n_B - 1) - (n_A - 1)]$$

A est l'air à pression variable :

$$n_A - 1 = \frac{p}{760}\,r.$$

Tableau donnant x/λ_0

λ_0 (en μ)	t	$n_B - 1 = r$	$n_B - 1 = 0{,}4$	$n_B - 1 = 0{,}6$
0,5	2 mm	0 — 1,1	1 600 — 1 601,1	2 400 — 2 401,1
	10 mm	0 — 5,6	8 000 — 8 005,6	12 000 — 12 005,6
2,0	10 mm	0 — 1,4	2 000 — 2 001,4	3 000 — 3 001,4

Il s'avère que la dispersion ne donne pas de distorsion appréciable de la transformée de Fourier pour des largeurs de bande modérées. Évidemment cette technique simple exige une considérable information préalable sur la raie (ou bande) spectrale examinée mais peut conduire à des mesures simples de l'élargissement par pression, par exemple.

Dans l'exemple suivant on conserve le dessin général des appareils à réflexion, et on peut réaliser un appareil dont le principe est analogue à celui du réfractomètre de Djurle et Rodney [7] (*fig.* 2), grâce auquel ils ont pu faire des mesures dans le proche infrarouge. Le monochromateur à réseau peut être remplacé par un autre élément, ainsi qu'il a été discuté dans la section 1. La cuve a été remplacée par le miroir composé de la figure 4, dans lequel un

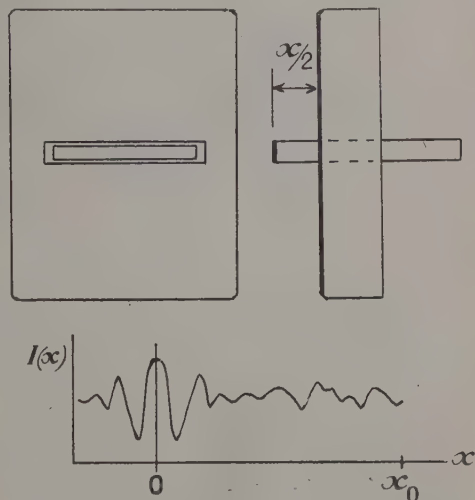


Fig. 4. — « Miroir-piston » pour faire varier x dans l'appareil à réflexion.

miroir rectangulaire est déplacé comme un « piston » : ce miroir correspond au miroir mobile du dispositif de Michelson. Le déplacement maximum x_0 réalisable dépend de la précision avec laquelle le « piston » peut être déplacé parallèlement au miroir principal. On peut considérer que la réalisation de ce type de mouvement mécanique dans lequel on n'a à prendre soin que d'une dimension, peut être plus facile que le déplacement d'un miroir ou d'un cube de Michelson.

Pour éviter la difficulté due au fait que la lame de phase introduit un retard dépendant de la longueur d'onde (Section 2, point *c*) la méthode la plus

efficace et la plus simple est de passer au cas limite, appelé en microscopie « éclairage à fond noir » (*fig.* 5, en bas), qui dans ce cas agit tout à fait comme le contraste de phase. Si l'on veut conserver l'élément déphasant, on peut le constituer par le miroir de phase inventé par Françon et Nomarski [8], orientable comme le montre la figure 5, en haut. Si on le place à différents angles, suivant la région de longueur d'onde λ requise, le déphasage produit par ce miroir est constant, et sa hauteur dans le plan perpendiculaire à l'axe est proportionnelle à λ, comme cela doit être.

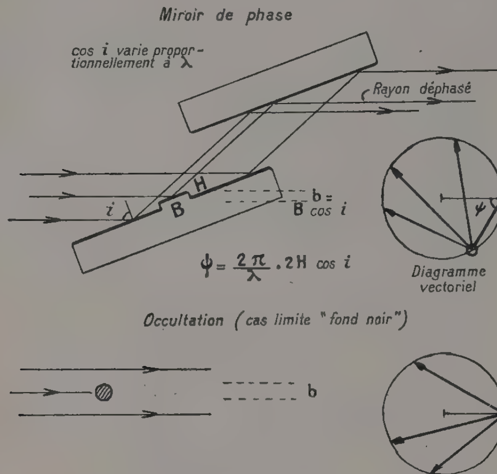


Fig. 5. — Dispositif déphaseur pour l'appareil à réflexion.

4. Contenu d'informations et facteurs de mérite.

— Pour poser les questions de la théorie de l'information sur une base expérimentale, il peut être intéressant de considérer parallèlement deux expériences dépouillées, schématisées sur la figure 6.

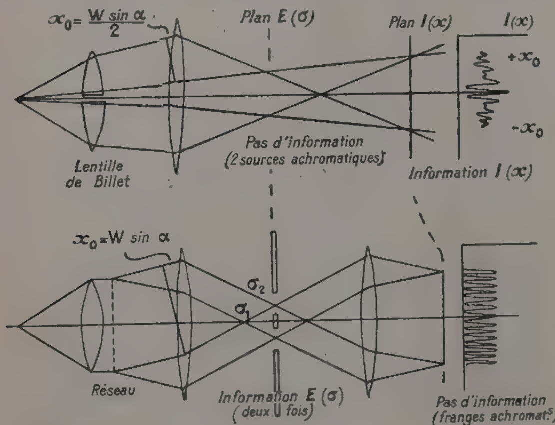


Fig. 6. — Comparaison des arrangements géométriques permettant d'obtenir soit $I(x)$, soit $E(\sigma)$.

Les deux fonctions relatives à la source lumineuse, soit $I(x)$ et $E(\sigma)$, sont obtenues ici expérimentalement suivant les coordonnées d'espace dans deux plans. Dans la première expérience, qui peut être telle ou telle expérience classique avec deux fentes, $I(x)$ est donné deux fois sous forme de fonction symétrique de $-x_0$ à $+x_0$. Dans la deuxième expérience, on a introduit un réseau au lieu du système de deux fentes, et c'est $E(\sigma)$ qui est obtenu. D'après les théorèmes connus de la théorie de l'information, la résolution en σ (qui ne dépend, comme on le sait, que de la longueur x_0, (voir à gauche des figures), est la même dans le spectre direct de $E(\sigma)$ et dans celui que l'on obtient par la transformation de $I(x)$. Le second plan dans chacune des expériences est dépouillé de toute information, ainsi qu'il est indiqué dans la figure 6 ;

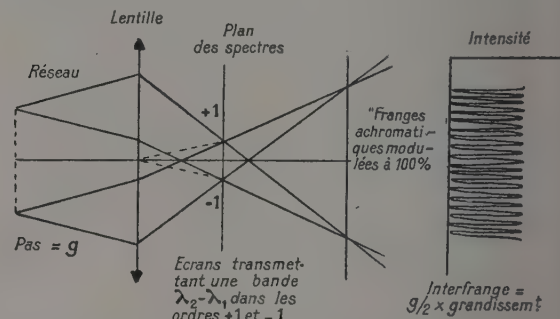


Fig. 7. — Aspect des « franges achromatiques » pour la lumière blanche ou pour un domaine arbitraire $(\sigma_2 - \sigma_1)$.

comparer avec la figure 7, pour les « franges monochromatiques » [9].

Dans le cas d'un récepteur doué de bruit, le problème peut être concrétisé en supposant que l'exploration se fait dans le même temps T de la façon suivante. Dans un cas l'exploration est faite dans l'expérience schématisée dans le bas de la figure, entre σ_1 et σ_2 du spectre du premier ordre, avec un récepteur dont la largeur Δ est égale à la résolution $\delta\sigma$; le temps nécessaire pour explorer cette région est court, plus précisément

$$T\Delta\sigma/\sigma_1 - \sigma_2).$$

Dans l'autre cas on explore $I(x)$ pendant le même temps T. On se rappelle que $E(\sigma)$ est obtenu par la transformation de Fourier :

$$E(\sigma) = \int_{\sigma}^{x_0} I(x) \cos 2\pi\sigma\, x . dx.$$

Le point important est que *ce traitement constitue le codage correct de la fonction $I(x)$ pour obtenir ce que l'on recherche*, et en raison du fait que l'on prend la moyenne du bruit sur tout le domaine d'intégration, on obtient une très grande amélioration du rapport signal/bruit, à savoir $[(\sigma_1 - \sigma_2)/\Delta\sigma]^{1/2}$. Il va sans dire que le processus de transformation

ne doit introduire par lui-même aucune erreur si l'on veut conserver cette grande amélioration.

5. **Un interféromètre à deux ondes, à réseau, pour le tracé de la fonction $I(x)$.** — L'idée des franges achromatiques peut être utilisée pour faire un autre interféromètre à deux ondes destiné spécialement au tracé de $I(x)$, et constitué aussi uniquement d'éléments réfléchissants. Après le premier plan spectral, on opère une réflexion et une collimation de chacun des deux faisceaux du premier ordre [10] ; on fait varier la différence de marche entre ces deux faisceaux de 0 à x_0. Les deux faisceaux sont ensuite réunis ensemble de façon à interférer dans un plan tel que le dernier plan des figures 6 et 7. $I(x)$ est obtenu en prenant le flux du champ tout entier, qui consiste en franges également espacées avec une modulation d'intensité suivant $I(x)$. On obtient ainsi deux avantages : d'abord on utilise toute la lumière du premier ordre du réseau, et ensuite le signal de sortie est à fréquence constante, ce qui est favorable pour l'utilisation d'un amplificateur à bande étroite. Pour avoir une concentration de toute la lumière dans le premier ordre du réseau, celui-ci doit être constitué par des bandes d'égale largeur dont une sur deux introduit un retard de $\lambda/4$. Cependant des exigences assez sévères sont imposées à la qualité du réseau, et il est difficile de dire si l'idée vaudra la peine d'être essayée dans l'infra-rouge.

6. **Analyseurs de Fourier simples pour une région spectrale déjà donnée sous la forme $E(\sigma)$.** — Dans les dernières années plusieurs méthodes expérimentales ont été proposées pour l'examen des images de trous ou de fentes, formées par un système optique, au moyen de leurs transformées de Fourier, appelées fonctions de réponse en fréquence, ou fonction de transfert du système. Souvent l'image est explorée mécaniquement au moyen d'un diaphragme à répartition sinusoïdale ou carrée, le flux lumineux est reçu par un photomultiplicateur, et un équipement électronique isole la fréquence fondamentale, si nécessaire, et donne l'amplitude du signal (et, dans certains cas, aussi la phase). On fait varier la fréquence spatiale, et on obtient une

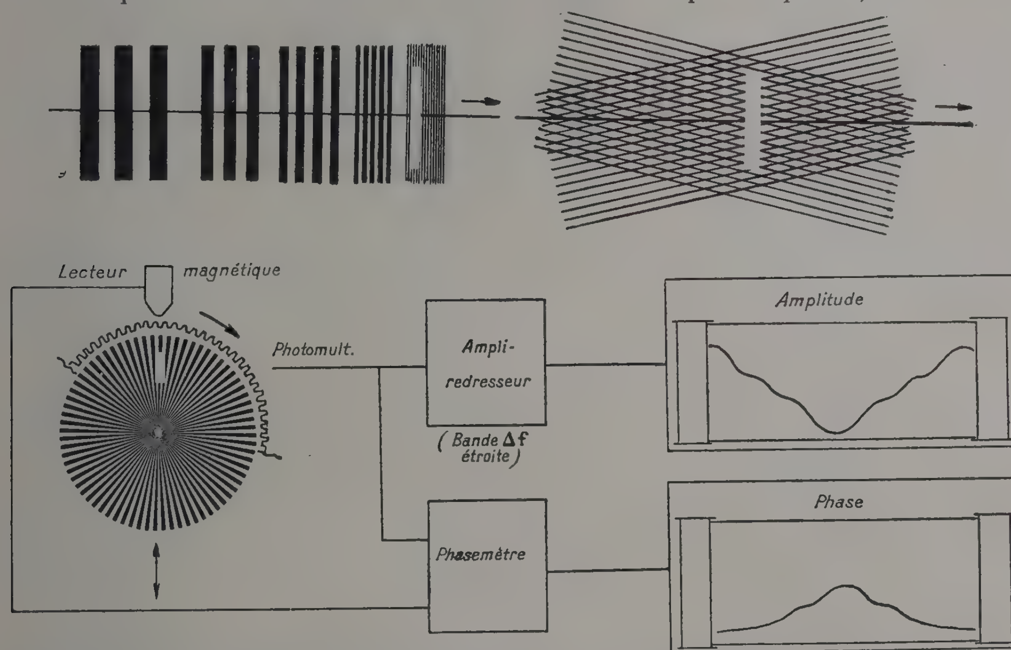


Fig. 8. — Schéma de trois techniques utilisées pour l'examen des images optiques par la méthode de Fourier (l'image d'une fente ou d'un trou est située dans le rectangle blanc).

courbe donnant la transformée. Dans la figure 8, trois techniques différentes sont représentées. La première est souvent aussi utilisée avec un diaphragme d'exploration sinusoïdal. La seconde, de Lohmann [11], filtre, au moyen de deux réseaux croisés, la fréquence fondamentale donnée par le pas dans la direction du mouvement, que l'on peut faire varier en tournant les deux réseaux croisés. La troisième, de Lindberg [12], perfectionnée plus tard par Djurle, en introduisant des mesures de phase, est utilisée de manière extensive dans notre laboratoire. La fente doit être plus courte, et pour l'examen des images de trous cela permet une exploration dans deux directions, ce qui est nécessaire pour les images dépourvues de symétrie de révolution.

L'auteur a le sentiment qu'un tel examen de profils de raies, ou de caractère d'une région spectrale pourrait, dans certains cas, fournir une information beaucoup plus directe et précise que les dispositifs classiques d'exploration et d'analyse subséquente. Le système d'exploration placé dans le plan où tombe le spectre étroit, peut être rendu plus simple que certains des dispositifs cités. Un élargissement symétrique de raies spectrales, un renversement, un élargissement dissymétrique se révèlent par des fonctions d'amplitude caractéristiques dans la transformée. Encore plus attrayante est l'analyse des structures complexes telles que les spectres Zeeman, la structure fine vibrationnelle des spectres électroniques dans les molécules polyatomiques, et les bandes de vibration-rotation en absorption dans l'infra-rouge. La présence d'une structure superposée se traduit par des pics étroits d'amplitude pour les différences de fréquence en question, ce qui donne directement l'intensité intégrée. Comme on le sait, les transformées de Fourier fournissent aussi les méthodes les plus directes et les plus convenables pour rendre compte de l'influence de l'appareil, ce qui a l'avantage de permettre une correction directe des résultats pour la largeur des fentes et des autres fonctions du spectrographe.

RÉFÉRENCES

[1] MICHELSON (A. A.), *Phil. Mag.*, 1892, (5), **34**, 2, comp. Lord Rayleigh, *ibid.*, p. 407.
[2] INGELSTAM (E.), *Nature*, 1951, **168**, 960.
[3] INGELSTAM (E.), *Arkiv Fysik*, 1953, **6**, 287.
[4] DJURLE (E.), *Appl. Sc. Res.*, Sect. B, 1954, **4**, 91.
[5] DJURLE (E.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1956, **46**, 37 (Abstract).
[6] INGELSTAM (E.), *Optica Acta*, 1954, **1**, 73.
[7] DJURLE (E.) et RODNEY (W. S.), *J. Opt. Soc. Amer.*, à paraître.
[8] FRANÇON (M.) et NOMARSKI (G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 1392.
[9] Voir, par exemple, MASCART, *Traité d'Optique* (Gauthier-Villars et fils, Paris, 1889, 1891).
[10] HORN (W.), *Deutsches Patentamt*, Patentschrifte 815 410 and 852 462 (1949-1950).
[11] LOHMANN (A.), *Optik*, 1957. **14**, 510.
[12] LINDBERG (P.), *Optica Acta*, 1954, **1**, 80.

DISCUSSION

P. Connes. — Je ne pense pas que l'insensibilité à une rotation autour d'un certain axe de l'interféromètre à piston que vous avez décrit puisse être considéré comme une supériorité de ce type d'appareil sur l'interféromètre de Michelson. En effet, il convient de faire la comparaison des deux appareils à luminosité donc à étendue égale ; l'angle solide admis par l'interféromètre de Michelson étant beaucoup plus grand, il est suffisant d'utiliser un miroir mobile dont les *deux* dimensions sont beaucoup plus petites que celles du miroir rectangulaire mobile de l'interféromètre à piston et qui est donc moins sensible à une rotation autour d'un axe quelconque.

E. Ingelstam. — Effectivement j'ai fait quelques calculs qui montrent que l'interféromètre de Michelson est environ 5 fois plus lumineux, valeur qui dépend bien entendu des tolérances admises.

SPECTROMÈTRE INTERFÉRENTIEL A SÉLECTION PAR L'AMPLITUDE DE MODULATION (1)

Par P. CONNES,
Laboratoire de Bellevue.

Résumé. — Description d'une nouvelle méthode spectrométrique spécialement adaptée à l'infrarouge. En remplaçant les deux miroirs d'un interféromètre de Michelson par des réseaux utilisés sous la même incidence, et en faisant varier linéairement en fonction du temps la différence de marche entre les deux faisceaux on peut moduler dans un spectre complexe un seul élément spectral, de largeur égale à la limite de résolution théorique du réseau. L'angle solide du faisceau utilisable étant beaucoup plus grand que dans l'emploi classique du réseau, cette méthode permet un gain de luminosité important. Le premier appareil réalisé est décrit ainsi que les premiers résultats obtenus.

Abstract. — A new spectrometric method, chiefly useful in the infrared is described. By replacing the mirrors of a Michelson interferometer by two gratings under equal incidence and varying the path difference between the two beams in a linear way, one is able to modulate in a complex spectrum a single element whose width is equal to the theoretical resolution limit of the grating. The solid angle of the admissible beam is much greater than in a classical spectrometer, thus this method gives an important increase in luminous flux. The first instrument is described together with the first experimental results.

Deux méthodes différentes permettant d'augmenter l'énergie disponible en spectrométrie infrarouge sont examinées au cours du Colloque. Suivant la première (employée par de nombreux participants, mais dont l'intérêt est plus particulièrement illustré par les communications de R. Chabbal et R. Greenler) on augmente *l'étendue* du faisceau accepté par le spectromètre, en remplaçant un appareil à réseau par un ou plusieurs étalons Fabry-Perot en série. La seconde (qui pourrait être baptisée Spectrométrie interférentielle à sélection par la *fréquence* de modulation) est décrite dans les communications de P. Fellgett, J. Strong et G. A. Vanasse, J. Connes, H. A. Gebbie et L. Mertz; elle augmente le *temps disponible* pour la mesure de chaque élément spectral en permettant l'étude *simultanée* des différents éléments spectraux (2).

Le spectromètre interférentiel à sélection par l'amplitude de modulation (SISAM) que nous allons décrire ici se rattache sans ambiguïté possible au premier type (augmentation de l'étendue), bien que par les moyens employés, il rappelle un peu le second. Il comporte un nouveau mode d'utilisation des appareils dispersifs (réseaux ou prismes) qui permet d'obtenir leur pouvoir de résolution théorique, tout en acceptant un faisceau de même angle solide qu'un étalon F.-P. de même résolution.

Nous nous contenterons d'en indiquer le principe et les principales propriétés dans le cas de l'application au réseau, renvoyant le lecteur pour une étude plus complète à un article [1] non encore paru au moment du Colloque. Nous décrirons ensuite un peu plus en détails le premier appareil construit et ses performances.

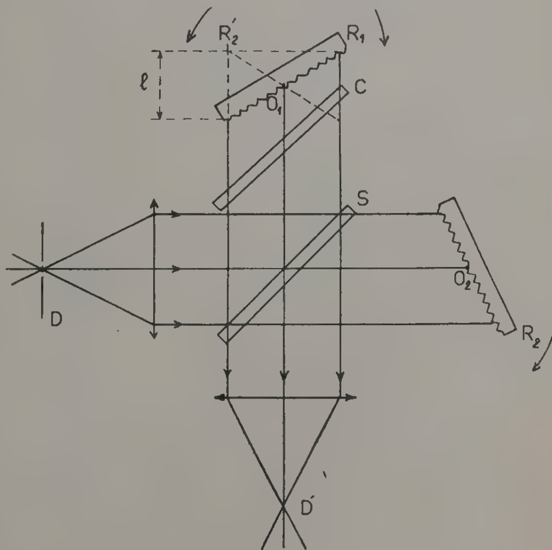


Fig. 1.

1. Principe. — On remplace les deux miroirs d'un interféromètre de Michelson par deux réseaux identiques R_1, R_2 (*fig.* 1). L'image R'_2 de R_2

(1) Les deux communications de P. Connes ont ici été rassemblées en un seul article.

(2) Si le modulateur utilisé est un interféromètre de Michelson, l'étendue est la même qu'avec un étalon F.-P., de sorte que les avantages des deux méthodes se trouvent réunis.

coupe R_1 en son milieu. Si l'appareil est éclairé par un faisceau parallèle monochromatique de nombre d'onde σ_0 et si l'angle d'incidence est tel que les rayons soient renvoyés exactement sur eux-mêmes (comme dans un montage Littrow) les deux faisceaux sortants sont parallèles, comme avec un interféromètre de Michelson classique dont les miroirs (réel et virtuel) sont parallèles et reçoivent un faisceau parallèle sous l'incidence normale. Dans les deux cas l'état d'interférence est le même pour tous les rayons. Si l'on fait varier la différence de marche δ entre les deux faisceaux (par exemple en faisant tourner la lame compensatrice C), le flux lumineux transporté par le faisceau sortant est modulé à 100 % avec une fréquence $N = v\,\sigma_0$ (l'énergie étant alternativement transmise et réfléchie par l'interféromètre).

Si maintenant on fait tourner R_1 et R_2 d'un petit angle, dans le même sens (R_1 et R'_2 tournant alors en sens inverse), tout se passe comme si l'on déréglait un interféromètre de Michelson classique et la profondeur de modulation baisse rapidement pour la radiation σ_0 ; en revanche elle augmente et devient égale à l'unité pour une autre radiation σ, voisine de σ_0 et telle que ses rayons soient maintenant renvoyés sur eux-mêmes. Il est donc possible de faire l'enregistrement d'un spectre complexe en l'explorant par rotation des réseaux (comme avec un spectromètre classique) à condition d'utiliser un amplificateur qui transmette seulement la composante alternative du signal lumineux reçu par le détecteur.

Il est facile de calculer la forme du pic de modulation obtenu au passage d'une raie infiniment fine, c'est-à-dire celle de la fonction d'appareil. A condition de supposer les réseaux diaphragmés par des losanges dont les diagonales soient égales à leur hauteur et leur largeur, on trouve que cette fonction est la même que pour un spectromètre Littrow équipé d'un réseau identique (non diaphragmé) et dont les fentes sont infiniment fines, c'est-à-dire une fonction de diffraction $(\sin x/x)^2$. Le pouvoir de résolution est donc égal au pouvoir de résolution théorique classique du réseau $\mathcal{R}_0 = 2l/\lambda$ (l étant la projection de la largeur du réseau sur la direction des rayons lumineux).

Supposons maintenant que le diaphragme d'entrée D au lieu d'être infiniment petit admette des rayons inclinés d'un angle ε par rapport aux précédents. La différence de marche entre deux rayons émergents issus d'un même incident dépend de ε ; la variation est maximum pour un rayon tombant sur le bord des réseaux, où elle est la même qu'avec un interféromètre de Michelson classique dont les miroirs seraient parallèles et distants de l. On en déduit que D doit être circulaire, et que l'angle solide Ω admissible est le même qu'avec un interféromètre de Michelson (ou un étalon F.-P.) donnant le même pouvoir de résolution. On sait [2] qu'avec ces appareils le compromis le plus satisfaisant entre résolution et luminosité est obtenu en adoptant Ω tel que :

$$\Omega\,\mathcal{R}_0 = 2\pi \qquad (1)$$

et que, dans ce cas, le pouvoir de résolution réel est $\mathcal{R} = 0{,}8\,\mathcal{R}_0$. Il n'est d'ailleurs pas possible de s'écarter beaucoup de cette condition avec le SISAM qui est pratiquement un appareil à *résolution fixe*. Pour avoir différents $\mathcal{R}_0$, il est nécessaire d'utiliser des réseaux d'angles de blaze différents.

Le gain d'étendue G par rapport au spectromètre Littrow utilisant le même réseau à la même résolution, et des fentes de hauteur angulaire β est, compte tenu de la perte de la moitié de la surface du réseau causée par le diaphragme losange :

$$G = \frac{\pi}{2\beta\ \mathrm{tg}\ i_0}. \qquad (2)$$

Le SISAM possède une autre propriété, secondaire mais importante : la fréquence de modulation étant proportionnelle à la fréquence lumineuse n'est pas la même pour les différentes radiations que le réseau renvoie superposées dans des ordres différents ; on peut ainsi les séparer par filtrage électrique, comme dans les dispositifs à modulation interférentielle décrits par G. Strong [3]. Il est ainsi possible soit de conserver un seul ordre pour explorer une petite région spectrale à haute résolution (ce qui paraît devoir être l'emploi essentiel de la méthode), soit d'enregistrer plusieurs ordres simultanément au moyen d'un amplificateur à plusieurs canaux parallèles accordés sur des fréquences proportionnelles aux numéros des ordres. Le gain de rapidité ainsi obtenu rappelle, tout en étant beaucoup plus limité, celui que procure la méthode par transformation de Fourier.

La réalisation de la modulation interférentielle du SISAM appelle une remarque. Il est impossible de faire varier la différence de marche d'une façon continue ; on doit donc se contenter d'une variation en dents de scie symétriques obtenue par un mouvement de rotation de la compensatrice alternativement linéaire dans un sens et dans l'autre. Le signal modulé sera donc constitué de trains de n périodes sans cohérence entre eux, ce qui ne soulève pas de difficultés pratiques à condition que n soit très supérieur au facteur de surtension Q du circuit sélectif utilisé. Cette condition est toujours facile à satisfaire ; d'ailleurs l'emploi de la détection synchrone (le signal de référence devant être produit par l'interféromètre lui-même) permet toujours de réduire la bande de fréquences utilisée autant qu'on le désire.

Le principe du SISAM paraît surtout applicable à l'infra-rouge. En effet le détecteur re-

çoit à chaque instant non seulement l'énergie « utile » de l'élément spectral modulé mais encore celle des éléments spectraux voisins ([3]). A condition de munir l'interféromètre d'un diaphragme de sortie coïncidant avec l'image D′ du diaphragme d'entrée, le rapport énergie parasite non modulée sur énergie utile modulée est peu différent de $\sqrt{\mathcal{R}_0}$, si le spectre est continu et uniforme au voisinage de l'élément spectral modulé. Il s'ensuit une augmentation très importante du bruit lorsque celui-ci est dû uniquement au rayonnement, c'est-à-dire lorsque le bruit propre du récepteur (photomultiplicateur refroidi) est négligeable.

Le gain de rapidité est alors très inférieur au gain de luminosité ; il ne peut rester intéressant que dans le cas de spectres peu denses (spectres Raman par exemple).

2. **Tolérances optiques et mécaniques.** — Les premières ayant déjà été traitées [1] nous ne ferons que rappeler les conclusions. Le SISAM ne pouvant être employé qu'au voisinage de la *résolution* théorique, il est nécessaire que les deux surfaces d'onde interférentes soient proches de la *perfection* théorique, c'est-à-dire que les défauts des différentes pièces optiques soient petits par rapport à la longueur d'onde, exigence qui ne paraît pas trop difficile à satisfaire dans l'infra-rouge.

Nous nous arrêterons plus longuement sur les conditions mécaniques auxquelles doit satisfaire le montage.

Dans l'appareil idéal représenté par la figure 1 (dont nous supposerons le plan horizontal) les plans des quatre pièces optiques sont verticaux, ainsi que les traits des réseaux, et l'axe de rotation de chaque réseau coïncide avec un trait. En pratique il suffit qu'au cours de l'exploration du spectre la *direction* des traits des réseaux reste parfaitement constante. Il faut donc que le parallélisme des traits et de l'axe de rotation soit assuré à une fraction de longueur d'onde près et que l'axe lui-même soit défini avec une précision équivalente. S'il est matérialisé par une surface cylindrique, celle-ci doit avoir les qualités d'une surface optique. Une petite déformation de l'axe se traduit par un déréglage en cours d'enregistrement, les faisceaux diffractés par les réseaux n'étant plus horizontaux. Mais il est facile de les ramener à être parallèles entre eux à la sortie de l'interfomètre, ce qui est pratiquement suffisant, par une petite rotation de la séparatrice autour d'un axe horizontal. Ce réglage permet également de compenser un léger défaut de parallélisme des axes de rotation. Il est donc seulement nécessaire de prévoir deux réglages fins pour l'orientation de chaque réseau dans son boîtier, et un pour celle de la séparatrice ; la verticalité des axes de rotation est assurée par construction avec une précision suffisante. Tous les réglages précédents sont facilement contrôlables par l'observation de franges analogues à celles du coin d'air, visibles sur le plan normal au faisceau passant par O_1 lorsque l'interféromètre est éclairé en lumière parallèle monochromatique.

La régularité de la rotation ne pose pas de problèmes particuliers, les exigences sont les mêmes que pour le spectromètre classique équivalent. Les irrégularités du mouvement se traduisent par des déformations de l'échelle des fréquences dans le spectre enregistré et non par des variations d'intensité. L'égalité des angles d'incidence sur les deux réseaux n'a besoin d'être réalisé qu'à une fraction du diamètre angulaire de D près, ce qui est facile. La *position* relative des deux réseaux et de la lame séparatrice doit être assurée avec la même stabilité que dans tout interféromètre de Michelson. De même seule la *direction* de la compensatrice intervient. Son support peut donc être indépendant de celui des trois autres pièces, ce qui est utile car il reçoit une percussion importante à l'instant où le sens de rotation de la compensatrice s'inverse et pourrait leur transmettre des vibrations.

La variation de la différence de marche n'est pas linéaire en fonction de la rotation de la compensatrice. Il faudra donc soit limiter l'amplitude du mouvement en dents de scie à une valeur très faible ce qui pourrait conduire à un nombre n de périodes cohérentes insuffisant, soit introduire dans le mouvement une légère accélération de sens et de grandeur constants qui compensera les termes du second ordre ce qui est suffisant.

Toute irrégularité dans le mouvement de la compensatrice se traduit par une fluctuation de la *fréquence* de modulation qui est sans effet sur le pouvoir de résolution, mais cause une fluctuation de *l'amplitude* du signal modulé après traversée d'un circuit sélectif, c'est-à-dire une sorte de bruit supplémentaire. Ce « bruit » ne possède pas un spectre de fréquence uniforme ; la plus basse fréquence (la plus difficile à filtrer) est N_0, celle du mouvement en dents de scie lui-même. En conséquence il est préférable de ne pas choisir N_0 trop basse, c'est-à-dire (la fréquence de modulation N étant imposée, entre certaines limites, par le détecteur), une valeur de n inutilement grande.

Les effets de ce « bruit » supplémentaire peuvent toujours être annulés en donnant à l'enregistreur une constante de temps τ nettement supérieure à $T_0 = 1/N_0$. Il est donc relativement plus facile d'obtenir de bons résultats lorsqu'on cherche à exploiter le gain de luminosité attendu de la méthode par un accroissement de résolution (ou l'étude d'une source plus faible) à vitesse d'exploration donnée, que par un accroissement de vitesse à résolution donnée.

([3]) Et non pas celle de *tous* les éléments spectraux comme c'est le cas dans la méthode par transformation de Fourier qui ne comporte pas l'emploi d'une dispersion.

3. **Description du premier appareil.** — Il a été construit en vue de vérifier les principes que nous venons d'exposer, et emploie des réseaux de dimensions assez modestes (65 × 76 mm, 600 traits/mm, angle de blaze 30°). Les lames séparatrice et compensatrice sont en verre ; l'appareil est donc utilisable dans le visible et l'infra-rouge proche jusqu'à 2,8 μ environ.



Fig. 2.

Les deux réseaux et la séparatrice sont portés par des consoles de fonte (*fig.* 2) placées sur une platine d'acier de 50 × 50 cm, dont la face inférieure porte le dispositif d'entraînement des réseaux. L'axe de la compensatrice traverse librement cette platine et son support est monté de façon complètement indépendante.

Les boîtiers des réseaux sont munis de deux tourillons cylindriques coaxiaux que des ressorts appliquent contre des « vés » horizontaux ; le poids de l'ensemble est supporté par une bille d'acier sur l'axe des tourillons. La précision de ce dispositif est suffisante pour permettre d'explorer sans déréglage quelques centaines de cm^{-1} vers $\lambda = 1{,}5\ \mu$. Lorsque l'on change de région du spectre, il y a lieu de retoucher le réglage de la séparatrice.

L'entraînement des réseaux (*fig.* 3) comporte un moteur synchrone à réducteur, une boîte de vitesses et une vis micrométrique V appuyant normalement à l'extrémité d'un levier L de 40 cm de longueur. L'axe de rotation A du levier, monté sur roulements, porte une poulie P de 20 cm de diamètre à deux gorges plates, qui entraîne par l'intermédiaire de deux rubans d'acier R_1, R_2, deux poulies identiques P_1, P_2 calées sur les axes des réseaux. La tension des rubans moteurs est assurée par des

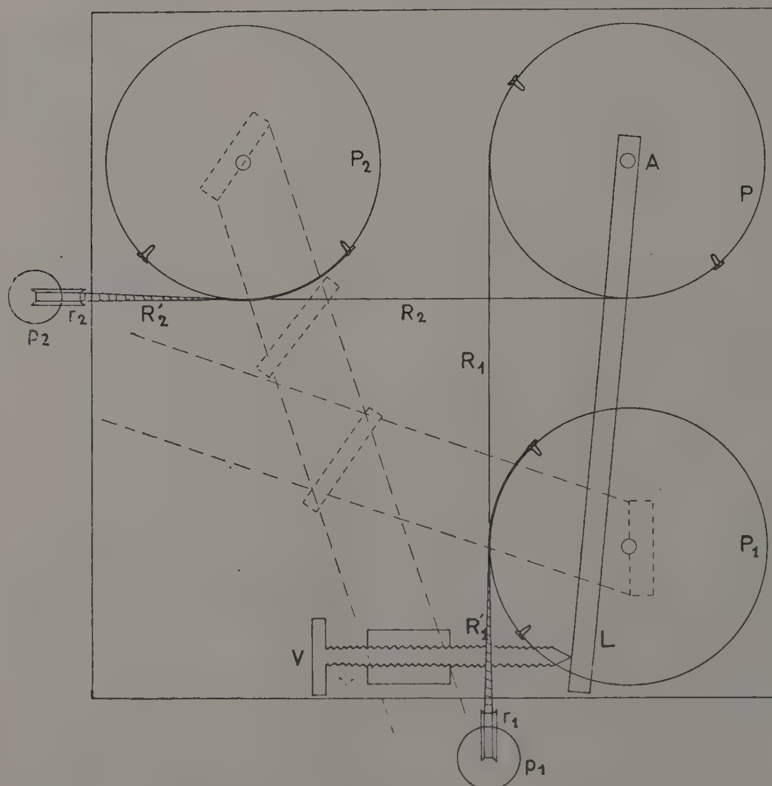


Fig. 3.

rubans R'_1, R'_2, parallèles à R_1, R_2, et tendus eux mêmes par des poids p_1, p_2 après passage sur des poulies de renvoi r_1, r_2. Le dispositif d'entraînement n'exerce ainsi presque aucun effort sur l'axe du réseau.

Un premier dispositif d'entraînement de la compensatrice utilisait une came en double spirale d'Archimède portée par un moteur synchrone à réducteur, sur laquelle appuyait un levier calé sur l'axe de la compensatrice. Le mouvement ainsi obtenu n'était jamais exempt de vibrations et la stabilité de la fréquence de modulation était assez médiocre. Un dispositif différent est maintenant employé (*fig.* 4). L'axe de la compensatrice porte un

FIG. 4.

volant V assez lourd qui peut tourner sans couple de rappel et avec des frottements aussi réduits que possible (son poids est supporté par un pivot à bille de très petites dimensions). Ce volant porte deux lames de ressort plates L et L' dont la course est limitée par 4 butées réglables B_1, B_2 et B'_1, B'_2. Le mouvement est linéaire entre deux chocs ; la durée des chocs, déterminée par le moment d'inertie de V et la raideur des ressorts est inférieure à 1/100 s. Afin d'assurer l'entretien du mouvement, le contact des lames L et L' sur les butées provoque la décharge de condensateurs à travers des thyratrons dans les bobines S_1, S'_1 et S_2 S'_2 alternativement. La fréquence N_0 est déterminée par les quantités d'énergie apportée et emportée à chaque période. On obtient une stabilité à long terme suffisante (de l'ordre de 2 % après une période de mise en route) en chargeant les condensateurs à travers des pentodes à courant constant à partir d'une source de haute tension stabilisée, un allongement de la période provoquant une augmentation de la charge du condensateur, donc de l'impulsion d'entretien.

L'amplitude du mouvement est de l'ordre de 1/10 rad et l'accélération nécessaire est obtenue en appliquant par un ressort R un couple de rappel très léger et pratiquement constant. Il est possible avec ce dispositif de faire défiler les franges d'interférences assez régulièrement pour observer sur un oscilloscope des figures de Lissajous presque parfaitement stables (avec $N = 160$ Hz, $N_0 = 1$ Hz), en dehors des variations brusques de phase qui se produisent à l'instant des chocs.

4. **Résultats.** — Les premiers ont déjà été décrits [1]. L'appareil avait permis d'atteindre dans la région violette du spectre visible un pouvoir de résolution de 95 000, la valeur calculée étant 115 000, et dans l'infra-rouge à 1,6 μ une limite de résolution de 0,2 cm^{-1} pratiquement égale à la valeur prévue

L'amélioration du dispositif d'entraînement de la compensatrice a maintenant permis d'obtenir des enregistrements sur lesquels les fluctuations sont dues uniquement au bruit du récepteur et non aux irrégularités de la modulation. Nous avons donc cherché à vérifier en enregistrant un spectre d'absorption successivement avec le SISAM et un spectromètre classique (équipé de l'un des réseaux du SISAM) à la *même* résolution, avec une *même* source, une *même* cellule et le *même* rapport signal/bruit, si le gain de luminosité G donné par (2) se traduisait bien, comme on pouvait s'y attendre, par un gain G^2 sur la rapidité [4].

La résolution théorique des réseaux dans le premier ordre était $\mathcal{R}_0 = 45\,000$. On pouvait espérer atteindre $\mathcal{R} = 0{,}8\ \mathcal{R}_0 = 36\,000$, en se plaçant dans les conditions définies par (1) avec le SISAM, ou en utilisant des fentes voisines de la largeur à mi-hauteur de la tache centrale de la figure de diffraction avec le spectromètre classique. La limite de résolution correspondante était de 0,17 cm^{-1}.

a) Avec le spectromètre classique, nous avons constaté qu'aucun gain de résolution n'était plus obtenu en prenant des fentes de largeur inférieure à 1,6 fois la figure de diffraction, et on n'a pu dépasser une limite de résolution de 0,25 cm^{-1}. L'écart paraît dû essentiellement aux défauts des

[4] La comparaison a été faite avec la même cellule afin qu'elle soit aussi simple et directe que possible. Si l'on avait adopté les *meilleures* conditions (envisagées par P. Jacquinot dans sa communication) pour les deux instruments, une cellule de surface G fois plus faible, donnant $\sqrt{G}$ fois moins de bruit aurait théoriquement pu être employée avec le spectromètre classique et le gain de rapidité du SISAM aurait été G et non G^2. En réalité une telle cellule n'existe pas ; si l'on s'était placé dans les meilleures conditions *pratiques*, en utilisant la plus petite cellule *possible* avec le spectromètre classique le gain obtenu aurait été intermédiaire entre G et G^2. Nous n'avons pas fait cette expérience, inutile pour notre comparaison. Il faut seulement remarquer que l'enregistrement de la figure 5 (en haut) ne représente pas le *meilleur* résultat que l'on puisse obtenir avec un spectromètre classique muni de réseaux 65 × 76 mm.

fentes (5). L'enregistrement, présenté sur la figure 5 a été obtenu avec une cellule refroidie à la neige carbonique, en utilisant la détection synchrone, à la vitesse de 1 cm^{-1} en 6 minutes.

b) Avec le SISAM on a obtenu *sans aucune difficulté* une limite de résolution de 0,18 cm^{-1} (largeur mesurée à mi-hauteur des raies d'absorption les plus fines). D'autre part le gain de luminosité attendu

Spectromètre Elbert-Fastie.

$f = 110$ cm

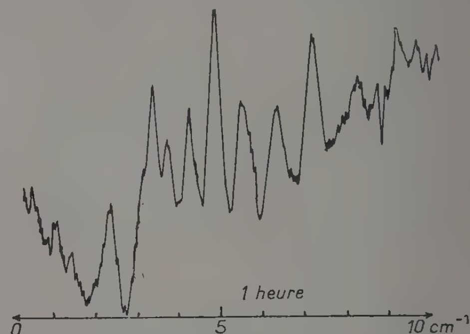
Fentes : $\alpha = 3{,}6\ 10^{-5}$ rd ($u = 1{,}6$) $\beta = 1/30$ rd.

Cellule refroidie par CO_2 solide (gain 11).

Détection synchrone $F = 125$ Hz $\tau = 15$ s.

Exploration 1 cm^{-1}/6min.

$d\sigma = 0.25\ cm^{-1}$



nterféromètre à réseaux.

Diaphragme losange.

Diaphragme de sortie $\alpha = 1{,}3\ 10^{-2}$ rd.

Gain théorique 80.

Cellule non refroidie.

Détection classique $F = 160$ Hz $\Delta F = 400$ Hz.

Exploration 1 cm^{-1}/10s.

$d\sigma = 0{,}18\ cm^{-1}$

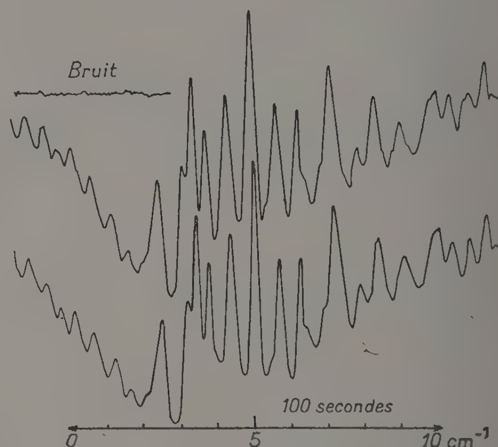


Fig. 5.

Spectre d'absorption de ICH_3 à 6050 cm^{-1} (1,65μ)
Pression 15 cm Hg ; épaisseur 40 cm
Lampe à incandescence 6 V,5 A. Cellule au PbS
Réseaux : 65 × 76 mm ; 600 traits/mm $\varphi = 30°$ 1er ordre
$\mathcal{R}_0 = 46.000$ $\mathcal{R} = 0{,}8\ \mathcal{R}_0 = 36.000$ $d\sigma = 0{,}17\ cm^{-1}$

était, d'après (2), $G = 80$, équivalent à un gain de rapidité de $80^2 = 6\ 400$. Comme il était impossible (à cause du temps de réponse de l'enregistreur) de faire un enregistrement 6 400 fois plus rapide que le premier, on a consenti une perte d'un facteur 11 sur la sensibilité de la cellule (équivalent à $11^2 = 121$ sur la vitesse, le bruit n'étant pas modifié) en ne la refroidissant pas. L'enregistrement aurait donc pu, en principe, être fait $6\ 400/121 = 53$ fois plus vite que dans le premier cas ; mais comme le dispositif d'entraînement des réseaux ne permettait pas d'obtenir n'importe quelle vitesse d'exploration, l'enregistrement de la figure 5 (en bas) a été fait à raison de 1 cm^{-1} en 10 s, soit 36 fois plus vite que le précédent, et le rapport signal/bruit s'est trouvé sensiblement meilleur sur ce deuxième enregistrement, ainsi que l'on pouvait s'y attendre. Deux traces successives sont présentées afin de montrer la reproductibilité (qui n'est limitée que par le bruit) ainsi qu'une trace obtenue en arrêtant l'exploration afin de permettre l'estimation du bruit.

La figure 6 représente deux enregistrements successifs d'une portion plus étendue du même spectre obtenus avec le SISAM à une vitessse double (1 cm^{-1} en 5 s), et toujours sans refroidir la cellule. La largeur à mi-hauteur d'une raie est explorée en 1 s.

Pour ces enregistrements la détection classique

(5) Le spectromètre avait été construit pour servir de monochromateur à un étalon F.-P. et non pour être utilisé au voisinage de la résolution théorique.

était utilisée avec une large bande passante ; il n'y avait en effet pas d'ordres parasites à éliminer et d'autre part le signal était très supérieur au bruit. Mais la détection synchrone a également fonctionné de façon satisfaisante ; le signal de référence était fourni par une deuxième cellule recevant un faisceau issu de la même source, modulé par l'interféromètre et ne traversant pas la cuve à absorption.

A la suite de ces premiers essais qui montrent seulement le gain de rapidité que l'on peut attendre du SISAM, nous avons entrepris la construction d'interféromètres munis des plus grands réseaux existant actuellement, ainsi que de lames transparentes à l'infra-rouge moyen. Le gain de luminosité se traduira alors par une amélioration des limites de résolution.

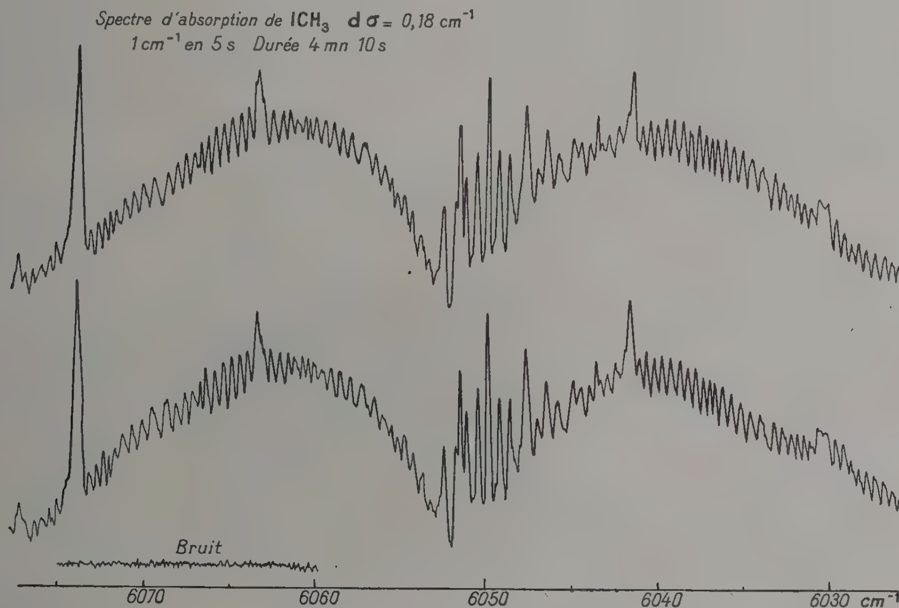


FIG. 6.

BIBLIOGRAPHIE

[1] CONNES (P.), *Optica Acta*, 1957, **4**, 136.
[2] JACQUINOT (P.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, **44**, 761.
[3] STRONG (J.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1957, **47**, 354.

DISCUSSIONS

P. Fellgett. — J'aimerais savoir d'où vient l'idée initiale du SISAM ?

P. Connes. — Nous cherchions à imaginer un monochromateur dont l'étendue s'adapte bien à celle d'un étalon de Fabry-Perot, c'est-à-dire possédant la symétrie de révolution. Nous avons envisagé différents systèmes possédant cette symétrie (dispositifs à isolement focal à lentilles ou à réseaux circulaires ou cylindriques) sans leur trouver sur les appareils à fentes la supériorité d'étendue que possède l'interféromètre de Fabry-Perot ; nous avons alors compris que cette supériorité est due à la présence de lames semi-transparentes et ne pouvant construire facilement des réseaux semi-transparents, nous avons pensé à utiliser une image virtuelle d'un réseau, donc un interféromètre de Michelson.

A. Maréchal. — Existe-t-il un rapport entre la vitesse de rotation des réseaux et celle de défilement des franges ?

P. Connes. — Il n'y a pas de relation déterminée ; il est seulement nécessaire que, pendant que la réseau explore un élément spectral, il défile assez de franges pour que la fréquence de modulation soit définie.

P. Fellgett. — N'a-t-on pas les relations habituelles pour l'intensité des « ghosts » ?

P. Connes. — Hélas, non ! c'est un vice caché de la méthode. Dans le SISAM tel que je l'ai décrit, les « ghosts » ont pour intensité relative la *racine carrée* de leur intensité relative dans la méthode classique. On peut corriger ce défaut soit en utilisant un diaphragme à bords découpés selon une fonction périodique, soit en employant les réseaux avec leurs

traits perpendiculaires et non parallèles. Ceci ne sera probablement pas nécessaire dans l'infra-rouge où la perfection des réseaux est relativement plus grande.

G. Stroke. — Les réseaux réalisés au M. I. T. sous la direction de G. R. Harisson atteignent 10 pouces (254 mm) de largeur, avec des déviations moyennes de la surface d'onde de 1/5 à 1/4 de frange pour les meilleurs, pour des angles d'incidence Littrow de 74° ; l'intensité du premier « ghost » est de 10^{-3} dans le visible. Actuellement, on en est au stade où l'on s'occupe des erreurs locales et de la forme des sillons, défauts comparables à ceux étudiés par MM. Lyot et Françon pour les lentilles de coronographe.

En résumé l'instrument de P. Connes ne sera pas limité par la qualité des réseaux.

M. Migeotte. — Les réseaux de 6 pouces (15 cm) du National Physical Laboratory sont également bien exempts de ghosts.

CARACTÈRES COMMUNS AUX NOUVELLES MÉTHODES DE SPECTROSCOPIE INTERFÉRENTIELLE ; FACTEUR DE MÉRITE

Par P. JACQUINOT,

Université de Paris et Centre National de la Recherche Scientifique (Laboratoire Aimé-Cotton).

Résumé. — On définit un facteur de mérite des dispositifs spectroscopiques $W = M\mathcal{R}/TB^{\alpha}$, où $\mathcal{R}$ est le pouvoir résolvant, M le nombre d'éléments spectraux analysés dans le temps T, B la plus petite brillance spectrale utilisable et α un exposant égal à 1 si le bruit de photons est prépondérant et égal à 2 si c'est le bruit de récepteur qui est prépondérant.

Ce facteur de mérite est, entre autres, proportionnel à :

— l'angle solide Ω sous lequel le diaphragme isolateur peut être vu depuis l'élément « dispersif » pour que le pouvoir résolvant effectif $\mathcal{R}$ soit obtenu ;

— à la transparence τ (ou τ^2 dans le cas du bruit de récepteur) du système ;

— au nombre m d'éléments spectraux analysés simultanément.

La plupart des progrès ou méthodes nouvelles ont pour objet l'amélioration de l'un ou l'autre de ces facteurs.

Le Fabry-Perot et les systèmes utilisant un interféromètre de Michelson, et de façon presque générale les systèmes possédant la symétrie de révolution optique, permettent d'obtenir une valeur de Ω beaucoup plus grande que les systèmes ne possédant pas cette symétrie. On montre à la fin de l'article pourquoi cette propriété exige que l'ensemble comprenne des lames semi-transparentes (ou dispositif équivalent) effectuant un dédoublement de luminance des rayons incidents.

Ce gain d'angle solide est obtenu dans tous les systèmes Fabry-Perot utilisant la zone centrale ou des anneaux entiers, dans les dispositifs de P. Fellgett, de L. Mertz, de J. Connes, ainsi que dans la méthode nouvelle de P. Connes utilisant la sélection par amplitude de modulation interférentielle.

Un gain plus important encore d'angle solide peut être obtenu si on s'arrange, au moyen de systèmes afocaux, pour que les rayons qui interfèrent soient confondus : cela conduit en particulier au Fabry-Perot sphérique de P. Connes, utilisable pour de très hautes résolutions.

Les méthodes photographiques permettent de recevoir simultanément les informations relatives à un grand nombre d'éléments spectraux. Les méthodes classiques de la spectrométrie au moyen de récepteurs « physiques » n'en étudient qu'un à la fois, ce qui augmente T et diminue ainsi le facteur de mérite. Au contraire les méthodes spectroscopiques qui seront exposées par P. Fellgett, E. Ingelstam, J. Strong et G. Vanasse, J. Connes, L. Mertz fournissent un signal complexe comprenant simultanément toutes les informations relatives à un grand nombre d'éléments, et le spectre est reconstitué à partir de ce signal par une analyse de Fourier. Cela peut conduire à un gain considérable sur le facteur de mérite. Ces méthodes nouvelles sont surtout applicables dans le domaine des très faibles résolvances telles qu'on les rencontre dans l'infra-rouge, mais leur utilisation dans le visible peut être envisagée pour certains problèmes particuliers. Toutefois l'influence du bruit doit être considérée avec soin dans le cas où le bruit propre du récepteur peut être négligé.

Un tableau donne les valeurs du facteur de mérite des différentes méthodes.

Abstract. — A " factor of merit " $W = M\mathcal{R}/TB^{\alpha}$ is defined for any spectroscopic device, where $\mathcal{R}$ is the resolving power, M the number of spectral elements analysed during the total time T,B the lownt utilizable spectral brilliance and α is an exponent having the value 1 if photon noise limits sensitivity, ana the value 2 if receiver noise is preponderant.

This figure of merit is, amongst other factors, proportional to :

— The solid angle Ω subtended by the isolating diaphragm which must be of such diameter to yield an effective resolving power $\mathcal{R}$.

— The transparency τ (or τ^2 in the case where receiver noise limits sensitivity).

— The number m of spectral elements analysed simultaneously

Most of the developmental work in spectroscopic technique has as its aim the improvement of one, or several, of these factors.

The Fabry-Perot interferometer and devices using a Michelson interferometer, or more generally, systems having a rotational optical symmetry, give a value of Ω much greater than a system not having this symmetry. It is explained at the end of the article that such systems require for their operation semi-transparent layers (or equivalent devices) which give a division of luminance of the incidents rays.

This gain in solid angle is obtained with all the Fabry-Perot systems using the central zone of the interference system or complete rings, in the devices of P. Fellgett, L. Mertz, J. Connes, and also in the new method of P. Connes which employs the selection by the amplitude of interference modulation.

Still further improvement in the allowed solid angle is obtained if the interfering rays are superimposed by the means of an afocal system : this is achieved, for example, in the spherical Fabry-Perot of P. Connes, which can be used in the domain of very high resolution.

The photographic methods allows all the specral elements to be registered simultaneously ;

on the contrary the conventional methods using physical receptors examine only one element at a time, which increases T, and thus reduces W. But the methods developed by P. Fellgett, E. Ingelstam, J. Strong and G. Vanasse, J. Connes, L. Mertz yield simultaneoustly a complex signal containing the information concerning a great number of spectral elements and the spectrum is, reconstituted from this signal by a Fourier analysis. Hence, a great improvement of W is obtained. because of the shortening of T. These new methods are above all applicable in the domain of low resolution encountered in the far infrared, but can be used in the visible in certain particular cases. However the way in which the noise deteriorates the signal must be carefully considered if the receiver noise can be neglected.

A table is given allowing a comparison of the factors of merit of the different methods.

Je me propose, dans cette communication, d'essayer de dégager quelques relations entre les différentes méthodes de Spectroscopie Interférentielle qui seront étudiées au cours de ce Colloque, et de tenter d'établir une comparaison entre elles. Il est utile, avant de commencer cette étude, de rappeler brièvement les qualités fondamentales qu'un spectroscopiste peut attendre de ses appareils.

I. Qualités fondamentales d'un dispositif spectroscopique. — 1) La première qualité qu'on attend d'un appareil c'est qu'il analyse un spectre, c'est-à-dire qu'il découpe celui-ci en petits éléments $\delta\lambda$ sur lesquels il donne des indications distinctes. Plus $\delta\lambda$ est petit, plus le spectre est finement analysé ou *résolu* : $\delta\lambda$ (ou la quantité $\delta\sigma$ qui lui correspond, σ étant le nombre d'ondes) est appellé la limite de résolution. On peut dire que $\delta\lambda$ (ou $\delta\sigma$) constitue l'*élément spectral résolu*, qu'on appellera le plus souvent élément spectral, tout simplement. On considère souvent aussi le pouvoir de résolution (ou résolvance) défini par

$$\mathcal{R} = \lambda/\delta\lambda = \sigma/\delta\sigma.$$

D'une façon très générale, quelque soit le dispositif utilisé, prisme, réseau ou système interférentiel, on a la relation :

$$\mathcal{R} = \partial\Delta/\partial\lambda$$

Δ étant la différence de marche maximum entre les rayons qui interfèrent ; on retrouve cette relation, par exemple, dans la méthode de Michelson-Fourier, qui sera étudiée par la suite.

Il ne faut pas croire que le but essentiel de tout spectroscopiste est d'obtenir un pouvoir résolvant aussi élevé que possible. Il y a beaucoup de cas, même pour les utilisateurs de la Spectroscopie Interférentielle, où l'on désire un pouvoir de résolution modéré. Mais c'est cependant une qualité qu'il faut toujours considérer, à cause de ses liens avec les autres qualités fondamentales.

Pour obtenir des résolvances modérées (par exemple inférieures à 100 000), il n'est *pas nécessaire* de faire appel aux méthodes interférentielles proprement dites, et réseaux et prismes peuvent suffire ; mais cela peut cependant être avantageux, à cause des autres qualités. Par contre, si l'on veut obtenir $\mathcal{R}$ très grand (cas de la structure hyperfine, par exemple) il est *nécessaire* de faire appel à la Spectroscopie Interférentielle, car même les plus grands réseaux ne peuvent fournir de résolvance supérieure à 400 000, même en supposant l'énergie disponible illimitée.

2) Le deuxième désir du spectroscopiste est de faire l'étude d'un spectre suffisamment étendu ; d'une manière plus précise on peut caractériser l'étendue de ce spectre par le nombre total d'éléments spectraux résolus, M, sur lequel on obtient des informations.

3) Ces M éléments spectraux, on désire évidemment les étudier en un temps aussi court que possible. Dans les mesures d'énergie lumineuse, comme dans beaucoup d'autres, le rapport signal/bruit (s/b), dont dépend la précision de la mesure, est, toutes choses égales d'ailleurs, proportionnel à la racine carrée du temps utilisé pour la mesure de chaque élément spectral. C'est-à-dire que, pour mesurer M éléments spectraux, le temps total consacré à l'ensemble de la mesure devra être au moins égal à T, qui dépend d'ailleurs de la valeur tolérée pour le rapport s/b, valeur que nous supposerons fixée une fois pour toutes dans la suite de l'exposé.

4) Un autre désir du spectroscopiste est de pouvoir étudier, avec la résolvance $\mathcal{R}$, le nombre M, et le temps T qu'il s'est fixés, des sources lumineuses qui ne soient pas nécessairement très intenses. Ceci amène donc à introduire la plus petite luminance B nécessaire à la réalisation des conditions $\mathcal{R}$, M, T. Ici encore, cette luminance minima dépend, entre autres, du rapport s/b toléré.

Pour qu'il n'y ait pas d'ambiguïté dans la suite de l'exposé, précisons tout de suite que B désigne ici la luminance d'une radiation monochromatique. Si l'on a affaire à des distributions spectrales continues dont la largeur ne soit pas petite par rapport à $\delta\lambda$, il faudra remplacer B par la luminance $\frac{\partial B}{\partial \lambda}\delta\lambda$ de l'élément spectral, $\partial B/\partial\lambda$ étant la densité spectrale de luminance.

Voici donc rappelées les quatre grandeurs fondamentales $\mathcal{R}$, M, T et B. Naturellement ces grandeurs ne sont pas indépendantes entre elles, c'est-à-dire qu'avec un appareil donné, dont on change les conditions d'utilisation, toute modification de l'une d'elles entraîne la modification d'une ou de plusieurs des autres. C'est donc le lien entre $\mathcal{R}$, T,

M, B dans un appareil donné, que nous allons étudier maintenant.

II. Liens entre $\mathcal{R}$, T, M et B ; définition d'un facteur de mérite. — Nous devons maintenant chercher quelle est la combinaison de ces quatre qualités qui intervient pour fixer le rapport s/b, c'est-à-dire quelle est la fonction de $\mathcal{R}$, M, T, B qui doit être au moins égale à une certaine valeur pour que l'on puisse étudier le spectre dans les conditions de précision fixées. L'idéal serait de pouvoir mettre en évidence un *invariant* dont il suffit de maintenir la valeur fixe, tout en le ventilant différemment entre $\mathcal{R}$, M, T, B, pour maintenir le rapport s/b à une valeur fixée : un tel invariant permettrait de définir un *facteur de mérite* des différentes méthodes spectroscopiques ; nous arriverons effectivement à ce résultat dans la plupart des cas, mais cependant avec quelques réserves dans certains cas.

a) Le rapport s/b est proportionnel à la racine carrée du temps t consacré à chaque élément spectral. Si les différents éléments spectraux sont explorés les uns après les autres, comme c'est le cas dans tout spectromètre à exploration, et si le spectre est exploré à vitesse constante [1], on a évidemment $t = T/M$. Si, au contraire, les éléments spectraux sont étudiés plus ou moins simultanément, la relation précédente n'est plus valable ; cependant afin de permettre une comparaison entre les différentes méthodes nous continuerons à introduire *arbitrairement* un temps $t = T/M$, de façon à ce que, dans tous les cas T et M n'interviennent que par leur rapport dans la *définition* du facteur de mérite. Cette façon de faire aura évidemment pour conséquence de faire apparaître dans certains cas un facteur M dans l'*expression* du facteur de mérite. Il ne faut pas oublier que, en ce moment, nous cherchons uniquement à définir ce facteur : il y a une grande part d'arbitraire dans une telle définition, et le choix doit se porter sur celle qui permettra les comparaisons les plus utiles.

b) La façon dont le flux lumineux reçu par le récepteur intervient dans la valeur du signal s/b mérite quelque attention car le résultat est différent suivant que la contribution principale au bruit est donnée par le récepteur (bruit de « récepteur ») ou par les fluctuations essentielles de l'énergie lumineuse elle-même (bruit « de photons »). Le premier cas se présente avec les récepteurs actuels pour l'infra-rouge, le deuxième correspondant sensiblement au domaine visible avec les meilleures cellules photoélectriques.

Le flux lumineux reçu de chaque élément spectral est égal au produit BU de la luminance par l'*étendue* de faisceau transmise par l'instrument. Dans le cas du bruit de photons ces deux termes interviennent au même titre dans le bruit et le rapport s/b est proportionnel à la racine carrée du produit BU, mais il en est autrement dans le cas du bruit de récepteur. Considérons en effet un faisceau d'étendue U sortant de l'instrument ; le bruit du récepteur étant, toutes choses égales d'ailleurs, proportionnel à la racine carrée de sa surface [2], il y a intérêt à choisir le récepteur de plus petite surface possible $S = U/\Omega r$, Ωr étant l'angle solide maximum que peut accepter le récepteur ou fournir le dispositif de concentration sur celui-ci. Si cette adaptation instrument-récepteur donnant le bruit minimum est effectivement faite [3] S est proportionnel à U, donc le bruit est proportionnel à $\sqrt{U}$, tout comme dans le cas du bruit de photons et il n'y a pas lieu de distinguer, en ce qui concerne le rôle de U les deux cas, bruit de récepteur, bruit de photons. Par contre, dans le cas du bruit de récepteur, le signal est proportionnel à la luminance B alors que le bruit en est indépendant : le rapport s/b est donc proportionnel à B au lieu de $\sqrt{B}$ et dépend donc non pas du produit BU, mais du produit $B^2 U$. U et B devront donc intervenir dans la définition du facteur de mérite par leur produit BU dans le cas du bruit de photons et par $B^2 U$ dans le cas du bruit de récepteur. On voit ainsi qu'il y aura lieu d'adopter deux définitions différentes du facteur de mérite suivant que l'on tratravaille « dans le visible » ou « dans l'infra-rouge ».

c) L'introduction de $\mathcal{R}$ dans la définition du facteur de mérite se fait par l'intermédiaire de l'étendue de faisceau U que l'instrument peut admettre lorsque son pouvoir de résolution est $\mathcal{R}$. On peut montrer, en effet, que dans tous les dispositifs [4] U est de la forme $QS/\mathcal{R}$, Q étant une quantité spécifique de la méthode utilisée et S une surface caractéristique de l'appareil : pour un appareil donné, $U\mathcal{R}$ est un invariant, si l'on multiplie l'un des termes par k, l'autre est divisé par k. Le rapport s/b est donc proportionnel à $1/\sqrt{\mathcal{R}}$.

d) En rassemblant les résultats précédents, on

[1] Cette exploration à vitesse constante est celle qui s'impose si la répartition de l'énergie dans le spectre est uniforme en moyenne ; s'il n'en est pas ainsi il est toujours possible d'imaginer une exploration à une vitesse variable de telle sorte que la relation soit encore vérifiée en moyenne.

[2] En effet les différents éléments de la surface contribuent de façon indépendante au bruit, leurs effets s'ajoutent donc quadratiquement ; on peut dire qu'on a affaire à des *informateurs indépendants* dont les bruits s'ajoutent quadratiquement, tout comme le font les bruits de photons quand il y a lieu d'en tenir compte.

[3] Cette adaptation n'est d'ailleurs pas toujours possible en pratique : par exemple dans le cas des appareils à faible étendue (appareils à fente utilisés au voisinage de leur résolution théorique), car alors il serait difficile de réaliser des cellules de *largeur* assez faible ; ou, au contraire, dans le cas des appareils à grande étendue (Fabry-Perot, Michelson, etc...) employés à faible résolution car alors les récepteurs courants n'ont pas une surface assez grande.

[4] Sauf dans l'utilisation du Fabry-Perot sphérique où la relation entre U et $\mathcal{R}$ peut être différente (voir l'article de P. Connes).

voit que le rapport s/b est lié à la combinaison $TB/\mathcal{R}M$ dans le cas du bruit de photons, $TB^2/\mathcal{R}M$ dans le cas du bruit de récepteur. Ce sont évidemment les inverses de ces quantités qu'il faut adopter comme facteurs de mérite : nous poserons donc par définition :

$W = \mathcal{R}M/TB$ dans le cas du bruit de photons.

$W = \mathcal{R}M/TB^2$ dans le cas du bruit de récepteur.

Ce sont là deux cas limites qui se rencontrent très souvent mais entre lesquels peuvent exister tous les cas intermédiaires.

III. **Éléments du facteur de mérite.** — Nous venons de donner la *définition* du facteur de mérite ; il faut maintenant chercher à en donner l'*expression* pour les différentes méthodes. Nous examinerons successivement les différents facteurs qui interviennent dans la valeur de W.

III-1. Rôle du facteur de transmission. — La luminance B à laquelle est lié le rapport s/b est non pas la luminance de la source elle-même, mais la luminance du faisceau au niveau du récepteur, égale à celle de la source multipliée par le facteur de transmission τ de l'ensemble, W sera donc proportionnel à τ dans le cas du bruit de photons, et à τ^2 dans le cas du bruit de récepteur. C'est un fait banal, mais important. En effet nombre de dispositifs contiennent des lames séparatrices, dont l'effet peut être cumulatif, comme c'est le cas pour l'appareil de Fabry-Perot. Le facteur de transmission τ de l'ensemble dépend donc d'une façon très critique des propriétés des lames séparatrices, et cela peut poser, en particulier dans le cas de l'ultra-violet, des problèmes intéressants qui seront étudiés au cours de ce Colloque.

III-2. Rôle de l'étendue du faisceau. — D'après ce qui a été dit en *b*) et *c*) au paragraphe précédent, le facteur de mérite doit être proportionnel à la quantité $U\mathcal{R} = QS$. S est, dans le cas d'un prisme, l'aire de sa base, dans le cas d'un réseau sa surface même ; dans le cas d'un Fabry-Perot ou d'un interféromètre à deux ondes du type Michelson, c'est la surface des lames. S étant caractéristique d'un *appareil* et non pas d'une *méthode*, nous n'en tiendrons pas compte dans l'expression du facteur de mérite : les facteurs de mérite que nous évaluerons ainsi seront donc des facteurs de mérite par unité de surface, spécifiques des méthodes. Le calcul de Q a déjà été publié plusieurs fois [5].

Rappelons seulement ici qu'on trouve les valeurs suivantes :

Classe I.	— Spectromètre à prisme	$Q = \beta\lambda\, dn/d\lambda$.
Classe II.	— Spectromètre à réseau Spectromètre Fabry-Perot *incliné* Lame de Lummer	$Q = 2\beta \sin\varphi \simeq \beta$
Classe III.	— Spectromètre Fabry-Perot utilisé suivant l'axe Interféromètre de Michelson S. I. S. A. M. [6]	$Q = 2\pi$.

Dans ce tableau, β est la hauteur angulaire de fente quand il y en a une, ce qui est le cas des appareils à prisme ou à réseau classiques et aussi des spectromètres à lames de Lummer où à Fabry-Perot incliné ; la valeur de Q donnée pour le spectromètre à réseaux correspond au montage Littrow, celui qui donne la valeur la plus élevée, et φ l'angle d'incidence, en général très voisin de l'angle d'inclinaison des facettes des réseaux échelettes, auquel on a attribué une valeur moyenne de 30° ($\sin\varphi = 1/2$).

Laissant de côté le prisme, qui n'est pas un appareil interférentiel, et dont la valeur de Q est plus faible que pour les autres, on voit que le gain en valeur de Q, donc de W, obtenu quand on passe de la classe II à la classe III est $G = 2\pi/\beta$ et peut atteindre des valeurs très élevées, β étant généralement très faible, et pouvant difficilement atteindre des valeurs de l'ordre de 1/15. Si l'on cherche la raison profonde de cette différence, on remarque que la classe III diffère essentiellement de la classe II par les propriétés suivantes :

a) Elle utilise des lames semi-transparentes.

b) Le système est de révolution, ou, d'une manière plus précise, il utilise le flux transporté par des franges *fermées*.

On comprend aisément que la deuxième différence constitue une raison de supériorité, puisque l'on peut obtenir un angle solide Ω beaucoup plus grand si l'on utilise tout l'espace dans lequel l'état d'interférence a une valeur donnée, c'est-à-dire des franges fermées. Il est plus difficile de comprendre pourquoi le première différence est aussi une raison nécessaire de supériorité : la démonstration en sera donnée à la fin de l'article.

Les étendues de faisceau calculées ci-dessus sont celles que l'instrument peut transmettre, mais n'ont d'intérêt qu'à condition que la source les fournisse effectivement et que le récepteur puisse les accepter. Dans les cas où ces étendues sont grandes (cas des faibles pouvoirs résolvants avec des appareils à haut Q) il peut arriver que certaines sources soient incapables de les fournir : c'est le cas de la spectro-

[5] Voir par exemple Jacquinot (P.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, **44**, 161.

[6] Voir Connes (P.), dans ce numéro.

scopie stellaire où l'étendue peut être limitée par le diamètre apparent effectif de l'étoile et le diamètre de l'objectif des télescopes. Quand il en est ainsi, les gains G calculés précédemment ne sont pas atteints.

III-3. Rôle du nombre d'éléments spectraux étudiés simultanément. — Le facteur de mérite tel que nous l'avons défini, comprend le temps total d'analyse T et le nombre M d'éléments analysés ; sa valeur dépend, évidemment, du nombre d'opérations faites simultanément. Si on analyse les éléments les uns après les autres et si t est le temps nécessaire pour analyser un élément, le temps nécessaire pour analyser les M éléments est $T = Mt$, en supposant, pour simplifier, que l'énergie est répartie, en moyenne, uniformément entre tous les éléments, et que la vitesse d'exploration est constante.

Si l'on divise le domaine spectral en m régions étudiées simultanément avec m récepteurs, alors T devient égal à $T = Mt/m$. C'est ce qui est réalisé dans certains appareils d'analyse spectrale industrielle, analysant simultanément plusieurs des éléments chimiques d'un alliage, par exemple. C'est aussi ce qui se passe, d'une façon encore plus poussée, dans les processus photographiques : on a alors sur la plaque autant de récepteurs que d'éléments analysés, $m = M$. Dans ce cas on a $T = Mt/M = t$.

On peut dire que la méthode photographique présente, à ce point de vue, une supériorité d'un facteur M par rapport aux méthodes spectrométriques à un seul récepteur. Ce facteur M est évidemment très variable suivant le type de problème étudié : quelquefois très grand dans le cas des spectres de bandes par exemple, quelquefois très faible dans le cas des structures hyperfines par exemple.

La méthode par transformation de Fourier peut aussi présenter, à ce point de vue une supériorité comparable à celle de la photographie. En effet le temps nécessaire pour étudier M éléments spectraux est le même que pour en étudier un seul, puisque les informations relatives à ces M éléments sont reçues simultanément par le récepteur. On doit donc gagner le facteur M sur le facteur de mérite, comme avec la photographie. Mais cela n'est vrai qu'à la condition que les informations reçues simultanément par le récepteur et provenant des M éléments spectraux soient réellement indépendantes, c'est-à-dire qu'elles puissent être entièrement séparées les unes des autres par le procédé d'analyse. Or cette indépendance dépend de la façon dont intervient le bruit.

Dans le cas du bruit de récepteur, le bruit n'est pas augmenté par le fait que le récepteur reçoit simultanément tous les éléments spectraux, et le gain M est efficacement obtenu. Dans le cas du bruit de photons au contraire, les bruits donnés par tous les éléments spectraux reçus par le récepteur s'ajoutent quadratiquement. En supposant encore que l'énergie est répartie en moyenne à peu près uniformément entre le éléments, on voit que le bruit total est $b' = b\sqrt{M'}$, b étant le bruit relatif à un élément spectral, et M' le nombre d'éléments contenus dans le domaine spectral admis par l'appareil. M' est au moins égal à M, nombre d'éléments auxquels on s'intéresse et peut, éventuellement, lui être très supérieur. Le bruit ayant augmenté il faut donc analyser plus lentement, et le temps nécessaire T' pour rétablir le rapport signal/bruit à la valeur tolérée, se trouve de ce fait multiplié par $(b'/b)^2$, c'est à-dire par M'. On voit donc que le gain de facteur de mérite par rapport à la méthode d'analyse successive des éléments est ramené à M/M' au lieu de M ; comme M/M' est toujours inférieur à 1 et peut même lui être même très inférieur, le gain devient en réalité une perte et la méthode de Fourier peut alors devenir inférieure aux autres méthodes.

Des remarques analogues doivent être faites pour la méthode SISAM, dans laquelle le récepteur reçoit non seulement le flux de l'élément spectral étudié, qui est modulé, mais aussi des éléments voisins qui ne le sont pas, mais dont le bruit peut s'ajouter à celui de l'élément modulé. P. Connes a montré que ceci introduit dans l'expression du facteur de mérite, un facteur de l'ordre de $1/\sqrt{\mathcal{R}}$ dans les cas les moins favorables.

Le facteur de mérite de la méthode par transformation de Fourier doit ainsi être

$$W = W_{\text{F.P}} \times M$$

dans le cas du bruit de récepteur (infra-rouge) et $W' = W_{\text{F.P}} \times M/M'$ dans le cas du bruit de photons (visible), $W_{\text{F.P}}$ étant la facteur de mérite du spectromètre Fabry-Perot, en supposant, *momentanément* que les τ des deux méthodes sont identiques. L'apparition du facteur M dans l'expression de W permet une comparaison des deux méthodes et met en évidence une grande supériorité de la méthode Fourier. Cependant cette façon d'opérer n'est pas entièrement satisfaisante puisque M figurant à la fois dans la *définition* et dans *l'expression* de W, celui-ci cesse d'être un invariant par rapport aux variations de M. Si, par exemple, dans la méthode de Fourier on multiplie M par 2, W augmente dans le même rapport et les autres grandeurs W, T, B peuvent rester les mêmes. Si toutefois, on prend quelques précautions dans l'utilisation de ce facteur de mérite, il peut rendre de grands services pour comparer les diverses méthodes entre elles.

IV. **Tableau comparatif.** — A la lumière des remarques précédentes, on peut dresser un tableau du facteur de mérite (par unité de surface) des différentes méthodes. Tous ces facteurs étant

définis seulement à une constante près, on a pris pour unité celui d'un spectromètre à réseau, de hauteur angulaire de fente β et dont le coefficient de transmission serait égal à 1. Toutes les méthodes utilisant la totalité d'une frange fermée auront donc dans leur facteur de mérite le terme $2\pi/\beta$, que nous désignerons par G (gain d'angle solide). Les valeurs de τ des différentes méthodes peuvent être assez différentes. Les τ d'un réseau échelette et d'un étalon Fabry-Perot sont du même ordre de grandeur, mais les ensembles complexes comprenant un réseau et un ou plusieurs étalons peuvent avoir des τ sensiblement plus faibles, sans toutefois que cette influence de τ (ou τ^2) puisse compenser le gain G qui est considérable. Les meilleures valeurs de τ semblent devoir être détenues par l'interféromètre de Michelson.

	« Bruit de photons »	« Bruit de récepteur »
Réseau, Échelon, Fabry-Perot incliné, Lummer	τ	τ^2
Fabry-Perot (sur l'axe)	τG	$\tau^2 G$
S. I. S. A. M.	$\tau G/\sqrt{\mathcal{R}}$	$\tau^2 G$
Fourier (Michelson)	$\tau GM/M'$	$\tau^2 MG$

V. **Conditions nécessaires pour obtenir un facteur de mérite élevé.** — On sait que l'on peut grouper les phénomènes d'interférence en deux classes, suivant qu'ils donnent des franges *localisées*, ou des franges *non localisées*. Les franges non localisées peuvent être obtenues avec n'importe quel système qui découpe l'énergie incidente en morceaux cohérents et les fait ensuite interférer ; mais elles ne peuvent être observées qu'avec des sources ayant des dimensions en principe infiniment petites. Cela est dû au fait que, en chaque point du champ d'interférence, la variation de la différence de marche est du premier ordre par rapport à la variation de la position du point source. Dans certains cas particuliers, si le système possède un plan de symétrie, la source peut avoir une étendue finie dans une direction en relation avec le plan de symétrie. C'est une situation de ce genre que l'on rencontre dans le cas du réseau ou dans le cas de l'échelon de Michelson.

Les franges de la deuxième classe, franges localisées, sont obtenues lorsqu'il existe des régions de l'espace telles que la différence de marche en chaque point du champ d'interférence dépende de la position du point sur la source par un terme qui soit au moins du second ordre. Dans ces conditions on peut obtenir des franges nettes même avec une source ayant une étendue finie dans toutes les directions. Si l'on veut pouvoir accepter dans le système une grande étendue de faisceau, il faut pouvoir utiliser une source de dimensions finies, par conséquent il est nécessaire d'utiliser des franges localisées.

Or le théorème général sur la localisation des franges nous apprend que la surface de localisation est le lieu des points où se rencontrent deux ou plusieurs rayons provenant du *dédoublement* d'un *même* rayon incident. Les dispositifs très lumineux, qui utilisent nécessairement les franges localisées, ne peuvent donc être obtenus que s'ils opèrent un dédoublement des rayons, c'est-à-dire un découpage de l'énergie incidente, non pas dans l'espace, mais de telle façon que chaque rayon incident puisse donner naissance à deux ou plusieurs rayons émergents, par ce que l'on peut appeler un dédoublement de luminance. Un tel dédoublement nécessite l'emploi des lames semi-transparentes ou de dispositifs équivalents. Par dispositifs équivalents je veux faire allusion aux systèmes à dédoublement par polarisation, utilisés dans le filtre de Lyot ou dans la méthode qui sera décrite par L. Mertz, ou encore à l'utilisation de réseaux comme lames séparatrices dans des interféromètres à deux ondes. Le premier système opère purement et simplement un dédoublement de luminance et la propriété générale lui est applicable sans restriction. Le deuxième système — utilisation de réseau comme lame séparatrice, qui peut être très précieux dans l'infrarouge — n'opère réellement un dédoublement de luminance qu'à la condition que les deux ondes que l'on fait interférer soient entièrement distinctes, ce qui suppose que le réseau possède un nombre total suffisant de traits.

Dans le cas du dédoublement de luminance il existe une direction privilégiée de rayons telle que les rayons émergents qui proviennent du dédoublement soient confondus ; et la variation de la différence de marche, lorsqu'on s'écarte de cette direction, est du deuxième ordre au moins par rapport à l'écart à cette direction. On voit donc que dans ce cas il y a possibilité d'existence de franges fermées entourant cette direction privilégiée. On peut imaginer des dispositifs tels que la variation de la différence de marche ne soit que du 4e ordre au moins autour de la direction privilégiée : il suffit pour cela que les rayons interférents restent confondus au deuxième ordre près quand on les incline : c'est ce qui est réalisé dans le Fabry-Perot sphérique de P. Connes. C'est en tenant compte de ces différences de marche (du 2e ou du 4e ordre) que l'on peut calculer les angles solides admissibles dans le cas des systèmes tels que le Fabry-Perot, le Michelson et le SISAM qui sont exactement les mêmes, $2\pi/\mathcal{R}$, ou les angles solides, plus grands pour un même $\mathcal{R}$, dans le cas du Fabry-Perot sphérique.

En résumé, les deux conditions simultanément nécessaires (et suffisantes) pour obtenir des systèmes à grand facteur de mérite sont que :

a) on opère un dédoublement de luminance ;

b) on profite effectivement de la possibilité ainsi offerte de franges fermées, en utilisant la totalité d'une de ces franges (ce qui n'est pas le cas par exemple dans la lame de Lummer ou dans le Fabry-Perot incliné).

DISCUSSION

J. H. Jaffé. — Avez-vous fait des comparaisons expérimentales des luminosités du réseau et du Fabry-Perot ?

P. Jacquinot. — Nous n'avons pas fait de comparaisons directes, mais nous avons utilisé un grand nombre d'instruments à réseau et à Fabry-Perot et toujours trouvé que la luminosité est *beaucoup* plus grande pour les seconds.

R. Chabbal. — La nécessité d'utiliser un ou plusieurs prémonochromateurs pour éliminer les ordres parasite, diminue l'avantage du Fabry-Perot par un facteur 3 ou 4 ; ce n'est pas le cas pour le SISAM.

P. Jacquinot. — Quand le pouvoir de résolution désiré est accessible au réseau, il est *préférable* d'utiliser le SISAM (dans l'infra-rouge) ; sinon il est *nécessaire* d'utiliser le Fabry-Perot.

H. G. Kuhn. — Dans certains cas, la définition du facteur de mérite peut devoir être modifiée en substituant au facteur B le produit brillance $\times$ surface de la source. Quand on dispose de petites quantités de substances, comme c'est souvent le cas avec les isotopes enrichis, la surface de la source (cathode creuse) est une limitation importante.

P. Jacquinot. — Évidemment la définition doit être modifiée si une limitation de l'étendue intervient dans la source ou dans le récepteur. Cependant, dans le cas des études de structure hyperfine, à haute résolution, l'étendue est toujours très faible et on peut, à l'aide d'une optique convenable, utiliser une source de surface très petite en recueillant la lumière dans un grand angle solide (en plaçant une lentille dans la cathode creuse, par exemple).

H. G. Kuhn. — C'est un avantage de la méthode par enregistrement sur la méthode photographique, puisque dans ce dernier cas, on doit utiliser plusieurs anneaux au lieu de la seule zone centrale.

P. Fellgett. — Il paraît exister un procédé différent dont la théorie pourrait tenir compte. P. Jacquinot a montré l'importance de la loi selon laquelle la différence de marche varie avec l'incidence. Mais il n'est pas absolument nécessaire d'abandonner l'observation quand la différence de marche a varié d'une fraction appréciable de la longueur d'onde. R. M. Goodey a émis la suggestion que l'ensemble des franges d'interférence d'un Fabry-Perot pourraient être photographiées et la photographie utilisée comme réseau zoné. En mesurant l'intensité des différents foyers lorsque la photographie est éclairée par un faisceau parallèle, on obtient des informations sur les composantes de Fourier de la figure d'interférence. De cette façon des centaines d'ordres d'interférence du Fabry-Perot peuvent être utilisés.

P. Jacquinot. — Dans la mesure où l'étendue de la source le permet, il est également possible avec la méthode Fabry-Perot photoélectrique d'utiliser un diaphragme isolateur recueillant non pas un anneau, mais un très grand nombre, ce qui augmente d'autant le facteur de mérite.

II. — Mise en pratique des méthodes interférentielles autres que le Fabry-Perot

SPECTRES D'ABSORPTION ATOMOSPHÉRIQUE DANS L'INFRA-ROUGE LOINTAIN PAR INTERFÉROMÉTRIE A DEUX ONDES

Par H. A. GEBBIE

Département d'Astrophysique et de Météorologie Physique.
University John Hopkins, Baltimore, U. S. A.

Résumé. — Pour les longueurs d'ondes inférieures à celles des micro-ondes (où existent des générateurs cohérents), les méthodes d'interférence à deux ondes présentent des avantages appréciables par rapport aux méthodes spectroscopiques usuelles. Un exemple de spectre infra-rouge lointain obtenu par analyse numérique à partir d'un interférogramme est donné.

Abstract. — For wavelengths shorter than microwaves, (where coherent generators are available), two beam interference methods have distinct advantages over usual spectroscopic methods. An example of a far infrared spectrum obtained from an interferogram by numerical analysis is given.

On donne ici quelques résultats obtenus par interférométrie à deux ondes et transformation de Fourier *a posteriori* en spectroscopie de l'infrarouge lointain. Les méthodes générales sont considérées ici plutôt que les spectres eux-mêmes parce que ces techniques peuvent être utilisées avec avantage dansd'autres régions de longueurs d'onde.

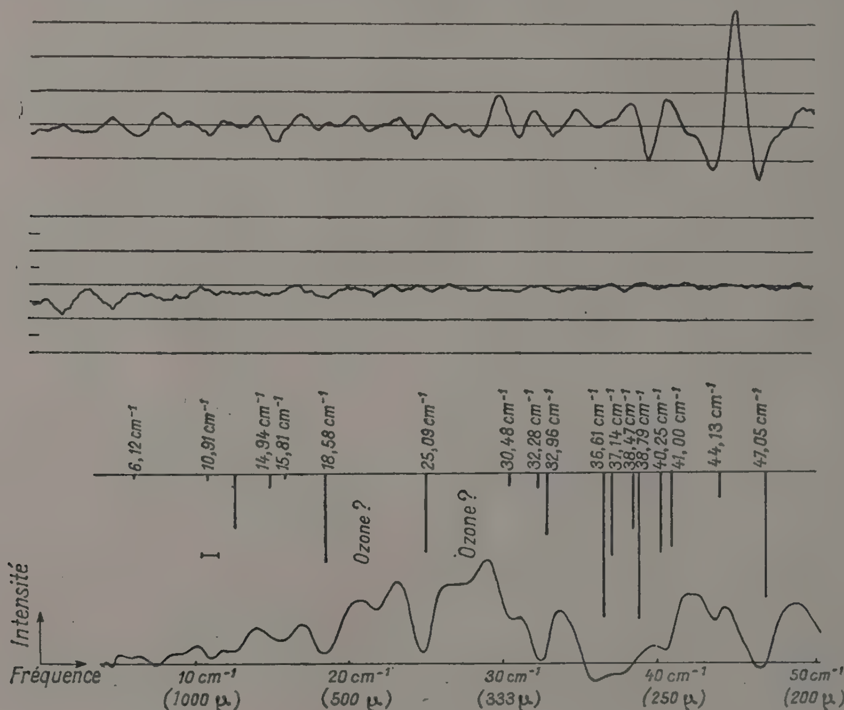


Fig. 1.

Les avantages de l'interférométrie à deux ondes au point de vue de la quantité d'information obtenue par unité de temps, ont été indiquées par

Fellgett [1], et mises sous forme quantitative par Jacquinot [2]. En plus de cette importante qualité cette technique d'observation des spectres comporte d'autres avantages. Tout d'abord la simplicité instrumentale des interféromètres à deux ondes permet des observations de la plus haute précision, et deuxièmement l'étape ultérieure nécessaire pour obtenir le spectre peut être faite par des méthodes qui n'impliquent pratiquement aucune perte d'information. Pour étendre ces considérations il faut mentionner l'utilité du concept de corrélation et insister sur la valeur des développements de la théorie de l'information appliquée aux problèmes spectroscopiques. Toute la spectroscopie, pour les fréquences supérieures à celles des micro-ondes, utilise la division du rayonnement en deux ou plusieurs parties et l'enregistrement de la corrélation entre ces parties après leur avoir appliqué des retards systématiques variables plus ou moins complexes. A ce point de vue, l'interféromètre à division d'amplitude en deux faisceaux représente le type d'appareillage le plus simple ; lorsque son champ angulaire est limité, le signal de sortie est en fait une vraie fonction d'autocorrélation. A partir de ce signal le spectre de puissance est obtenu par la transformée de Fourier en cosinus.

La simplicité optique et mécanique de l'interféromètre à deux ondes lui donne un avantage immédiat par rapport à des corrélateurs plus compliqués ; il est capable d'un fonctionnement qui approche effectivement la limite théorique de plus près que celui d'appareils plus compliqués comme les réseaux de diffraction.

En ce qui concerne maintenant les différentes méthodes pour faire la transformation de Fourier, notre opinion est que les méthodes numériques, utilisant des calculateurs digitaux sont largement supérieures aux méthodes analogiques, et ceci pour deux raisons différentes : les méthodes numériques permettent une subdivision de fréquence qui peut être indéfiniment augmentée au dépens du temps de calcul, tandis que dans les méthodes analogiques des limitations électroniques et mécaniques imposent rapidement une limite à la résolution qui peut être pratiquement atteinte. D'autre part les méthodes numériques permettent, par emploi de fonctions de pondération, de choisir des fonctions d'appareil pour convenir à un problème particulier, procédé qui ne peut être facilement copié par les autres méthodes.

La figure 1 montre un spectre d'une lampe à mercure, modifié par l'émission et l'absorption atmosphérique de huit mètres d'air, en laboratoire. Les traits essentiels en sont les raies de rotation pure de la vapeur d'eau dont les positions et les intensités calculées théoriquement sont indiquées à côté du spectre. L'interférogramme dont le spectre a été tiré est présenté également. Il a été obtenu avec l'appareil décrit par Strong et Vanasse [3]. Des spectres solaires dans l'infra-rouge lointain, et des spectres de réflexion cristalline obtenus par cette technique sont décrits ailleurs [4, 5].

RÉFÉRENCES

[1] Fellgett (P.), *Coll. Spectr. Int.*, *J. Physique Rad.* 1958, **19**, 187 et 237.
[2] Jacquinot (P.), *Coll. Spectr. Int.*, *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, p. 223.
[3] Strong (J.) et Vanasse (G. A.), *Coll. Spectr. Int.*, *J. Physique Rad.*, 1958,
[4] Gebbie (H. A.), *Phys. Rev.*, 1957, **107**, 1194.
[5] Gebbie (H. A.) et Vanasse, *Nature*, 1956, **178**, 432.

DISCUSSION

P. Fellgett. — Je désire apporter mon appui à H. A. Gebbie dans son utilisation des calculateurs numériques. Voici une estimation du temps nécessaire pour faire une transformée de Fourier à 100 ordonnées avec la machine EDASC II à Cambridge. Durée de lecture des ordonnées : 1/10 sec. Durée du calcul : 1/2 sec. Temps d'impression des résultats 10 sec. De plus, même ceux qui connaissent la grande rapidité des calculateurs modernes ne comprennent pas généralement à quel point ils sont économiques. Par exemple le prix du calcul d'une transformée de Fourier par cartes perforées qui m'a été mentionné hier correspondrait à louer le calculateur EDSAC II à 30 000 $ par minute, tandis que le coût effectif est de 300 $ par heure.

En ce qui concerne l'effet produit par la coupure de la fonction représentant l'intensité des franges à la différence de marche maximum utilisée, je crois que l'on a fait de fréquentes confusions au sujet du « phénomène de Gibbs » dans les transformées de Fourier. Les oscillations, dues à ce phénomène au voisinage d'une discontinuité, n'excluent pas l'existence d'une série de valeurs discrètes pour lesquelles la fonction oscillante a la même valeur que la fonction initiale. On peut considérer la fonction oscillante comme passant par ces valeurs « correctes » de la façon la plus « continue ».

D'une façon plus fondamentale, toute mesure optique (d'un spectre ou d'une image) donne des informations discrètes seulement sur un domaine limité des composantes de Fourier. La mesure donne ainsi une fonction à spectre limité à une certaine bande de fréquences. Cette fonction ne peut pas être proprement considérée comme une représentation directe de la distribution d'intensité originale. Si la mesure est faite correctement, elle donne la fonction à spectre limité qui correspond aux composantes de Fourier de l'objet dans le domaine en question. Si l'on considère la mesure sous cet angle il n'est plus absurde que la fonction observée puisse prendre des valeurs négatives.

M. Migeotte. — Les résultats obtenus par H. A. Gebbie sur la transmission de l'atmosphère terrestre entre 10 mm et 0,3 mm illustrent particulièrement bien l'importance de l'utilisation de la méthode par transformée de Fourier. Jusqu'à présent aucune des autres méthodes employées dans ce domaine n'a permis d'atteindre une résolution de 0,2 cm^{-1}. Pour la première fois, des « fenêtres de transmission » de l'atmosphère terrestre ont été localisées, avec précision, entre 10 mm et 0,3 mm, ce qui ouvre de nouvelles possibilités à la radio-astronomie. Notons toutefois que de nombreuses raies dues à la vapeur d'eau sont présentes dans cette région. Les « fenêtres » n'existent que pour de faibles épaisseurs réduites de vapeur d'eau tellurique (de l'ordre de 2 mm).

C. D. Walshaw. — Il paraît intéressant de souligner l'importance des résultats obtenus par H. A. Gebbie pour l'étude des absorptions moléculaires dans l'atmosphère terrestre. En particulier, l'observation de raies de l'ozone dans la région considérée offre la possibilité d'obtenir des informations très importantes sur la répartition de ce gaz en altitude.

SPECTROMÈTRE STELLAIRE MULTICANAL

Par LAWRENCE MERTZ,
Harvard College Observatory and Smithsonian Astrophysical Observatory.

Résumé. — Un interféromètre a été construit en vue d'appliquer la technique du Dr Fellgett à la spectrométrie stellaire dans le visible. Il est constitué essentiellement d'une lame biréfringente d'épaisseur variable entre polariseurs, équivalente à une section unique d'un filtre de Lyot, pouvant donner une variation de la différence de marche de 175 λ à 4 000 Å. Pour réduire le bruit de scintillation on module la différence de marche avec une lame à biréfringence électrique, à une fréquence de 3 000 cycles par seconde. Nous comptons d'autre part obtenir une réduction supplémentaire en enregistrant le rapport du courant alternatif au courant continu du récepteur.
Cet interféromètre utilisé avec le télescope de Clark de 60 cm a permis de différentier les couleurs et les raies de la nébuleuse d'Orion, de la comète Arend Roland et de différentes étoiles.

Abstract. — An interferometer has been built in order to apply Dr Fellgett's technique to stellar spectrometry in the visible. Basically it consists of a variable retardation plate between polarizers ; equivalently a section of a Lyot filter. The path difference can be varied by 175 λ at 4 000 Å. In order to reduce scintillation noise one modulates the path difference at 3 000 cycles per second with an electrooptic retardation plate ; complete cancellation can be obtained by measuring the ratio of AC to DC.
This interferometer used with the 24 inch Clark telescope easily differentiated colors and line structures of the Orion Nebuli, and the comet Arend Roland as well of various types of stars.

L'emploi des cellules photoélectriques s'est introduit en photométrie stellaire en raison de leur rendement quantique élevé, et de leur linéarité dans un domaine étendu. Leur application à la spectrométrie stellaire a été néanmoins limitée en raison du mauvais rendement propre à un monochromateur explorant un spectre. Le problème est celui du rapport signal sur bruit. Dans le cas où le bruit de récepteur est prédominant, un interféromètre à deux ondes possède un rendement bien supérieur à celui d'un monochromateur. Le Dr Fellgett [1] a été le premier à faire remarquer ce fait, et a déjà discuté l'aspect théorique de cette question. Dans le travail présenté ici, nous considérerons quelques-uns des aspects pratiques, et les résultats d'une application. Nous ne nous attendons pas à obtenir un gain considérable, étant donné que le bruit de photons devrait être prédominant, mais nous préférons un niveau de signal plus élevé, et ne pas avoir de fentes. Nous espérons également pouvoir utiliser l'interférogramme directement. Dans cette intention nous avons imaginé et

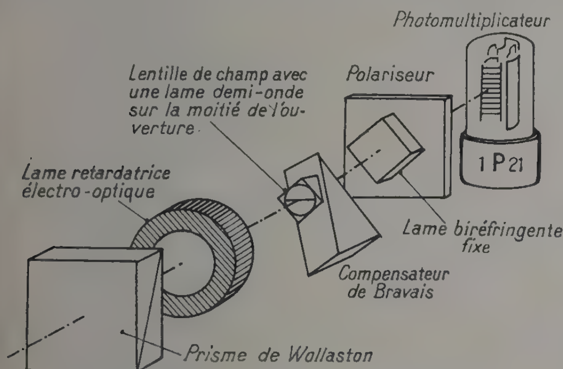


FIG. 1. — Partie optique de l'interféromètre.



FIG. 2. — Photographie de l'interféromètre, un panneau étant enlevé pour montrer l'intérieur.

construit un interféromètre à polarisation, de préférence à un interféromètre de Michelson. Les raisons de ce choix sont le bon rendement, la simplicité et la robustesse. Il est essentiellement constitué d'une lame biréfringente d'épaisseur variable placée entre polariseurs. Ceci équivaut à une seule section d'un filtre de Lyot, mais avec une épaisseur variable. C'est un compensateur de Soleil qui fournit des différences de marche comprises entre — 0,02 et + 0,07 mm, ce qui correspond, à 4 000 Å, à environ 175 longueurs d'onde au maximum. Ce compensateur n'a pas besoin d'avoir une grande surface étant donné qu'il est placé au foyer ; celle du nôtre est de 5 × 5 mm. Le faisceau est ouvert à environ $f/18$.

Des mesures préliminaires ont été faites avec cet instrument placé au foyer Cassegrain du télescope de Clark de 60 cm. Ces mesures avaient seulement pour but de montrer quel genre de courbes on pouvait attendre de différentes étoiles. Avant que les caractéristiques du système du point de vue rapport signal sur bruit puissent être évaluées, le bruit de scintillation (qui est proportionnel au signal et est ici le bruit prédominant), doit être annulé. Sans cela le procédé interférométrique est théoriquement inférieur à la spectrométrie conventionnelle. La première modification faite au système fut d'y ajouter une lame à biréfringence électrique variable à côté du compensateur de Soleil. Cette lame est fournie commercialement par la C[ie] Baird Atomic. C'est un cristal de phosphate diacide de potassium qui devient biaxe par application d'un champ électrique longitudinal. Ainsi en faisant varier la différence de potentiel appliquée au cristal, on peut faire varier la différence de marche du système dans un petit domaine. On applique au cristal environ 5 000 volts à 3 000 cycles par seconde, et le signal du photomultiplicateur subit une détection synchrone. Ceci revient à mesurer la dérivée du système de franges d'interférences de sorte que le résultat soumis à la mesure est la transformée de Fourier en sinus du spectre et non la transformée en cosinus. Il y a également un léger effet de filtrage sur le spectre. Mais la propriété importante est que le niveau moyen du signal est maintenant zéro et non plus la moitié du niveau de la lumière. Ainsi les bruits de scintillation qui sont prédominants en dessous de 500 cycles par seconde [2] et sont équivalents à des variations de l'amplification, ne changeront pas le niveau moyen du signal et auront un effet proportionnellement plus petit sur de petits signaux. Le flux lumineux total tombant sur le photomultiplicateur est encore à un niveau élevé, de sorte que le bruit de photons ou le bruit shot, qui a des composantes de haute fréquence, reste inchangé. Tel est l'état présent de l'appareil.

La première figure montre la partie optique de l'appareil y compris une deuxième modification qui est en voie de réalisation. Il s'agit du remplacement du premier polariseur par un prisme de Wollaston accompagné d'une lame demi-onde sur la moitié de la lentille de champ. Le prisme à double image fournit une image séparée pour chaque polarisation ; la lame demi-onde fait alors tourner le plan de polarisation de l'une des images pour le rendre parallèle à celui de l'autre. Le but de cette opération est double : tout d'abord on utilise les

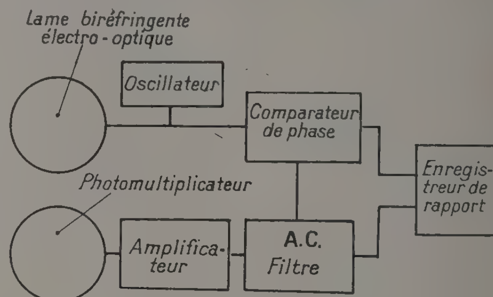


Fig. 3. — Schéma d'un enregistreur de rapport.

deux polarisations de sorte que l'on gagne presque une magnitude stellaire en sensibilité. Deuxièmement la lumière du fond du ciel est éliminée de la mesure, bien que son bruit subsiste. Une technique similaire a été utilisée par Ohman [3] bien qu'il néglige d'employer la deuxième polarisation. On peut envisager l'effet sur la mesure en considérant que la mesure porte sur la différence entre deux systèmes de franges différant de une demi-

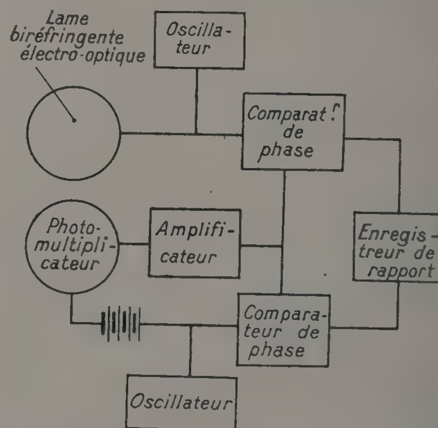


Fig. 4. — Schéma possible d'un enregistreur de rapport en courant alternatif.

longueur d'onde. Cette différenciation nous ramène en fait de nouveau à une transformation symétrique, ou en cosinus.

A l'exception d'un miroir reflex pour l'oculaire du chercheur, ceci constitue tout le système optique. La deuxième figure représente une photographie de

l'instrument, un côté étant enlevé pour permettre de voir à l'intérieur.

Il reste une autre modification à faire. Il s'agit essentiellement de la technique employée par Hiltner et Code [4] pour l'enregistrement d'un rapport. Si l'on mesure le rapport du courant alternatif au courant continu du photomultiplicateur, le bruit de scintillation est supprimé même au voisinage des maxima du courant alternatif (fig. 3). Étant donné que je n'aime pas les amplificateurs continus, le système ressemblera plutôt à celui de la figure 4. C'est essentiellement le même, mais la mesure du flux lumineux total est faite en le modulant.

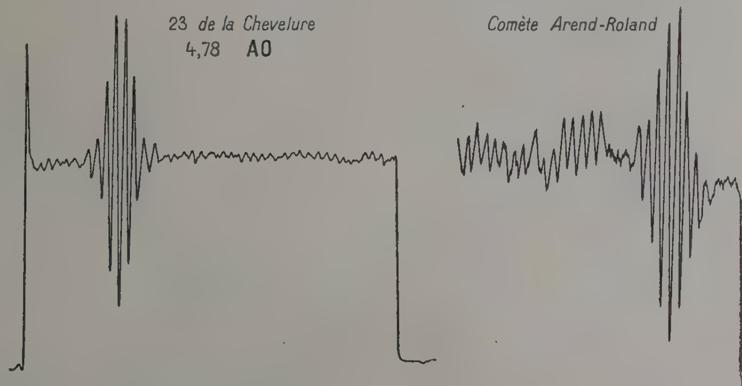


Fig. 5. — Deux courbes provisoires obtenues par enregistrement des franges en courant continu.

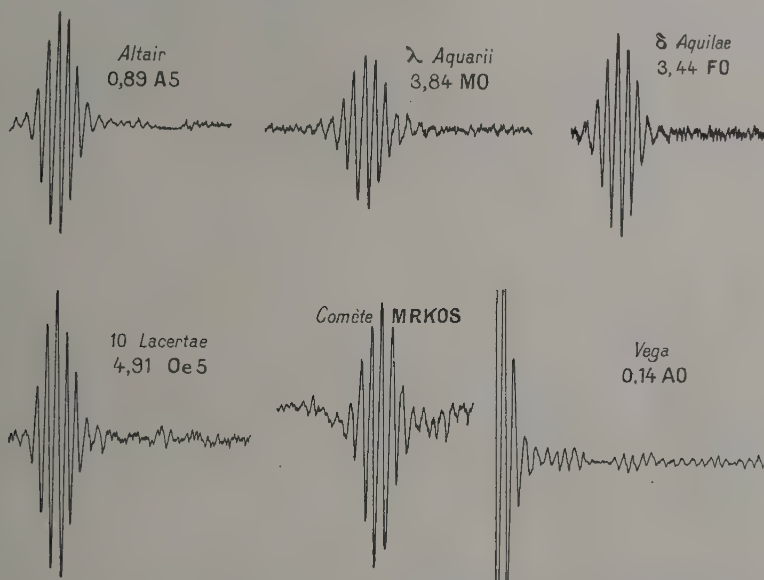


Fig. 6. — Deux courbes provisoires obtenues en courant alternatif, avec le modulateur électro-optique. Magnitudes et classes spectrales des étoiles.

Je voudrais dire maintenant que très peu de modifications seraient nécessaires pour utiliser l'instrument dans l'infra-rouge. Le quartz cristallin est transparent jusqu'à la limite de transmission atmosphérique, mais la lame électro-optique devrait être remplacée par une lame quart d'onde tournante. Le polariseur arrière serait remplacé par un autre prisme à double image et la différence entre ces deux images serait mesurée.

Les figures suivantes présentent quelques enregistrements. Le premier a été obtenu sans la lame électro-optique, le deuxième avec. Il y a plusieurs pépins, surtout d'origine électronique, dans le montage, et le rapport signal sur bruit est encore loin du niveau attendu. Un problème particulier est l'induction électrique par la haute tension appliquée

au cristal. Il a été depuis blindé en partie et des enregistrements améliorés ont été obtenus. Mais il n'y avait plus le temps d'en faire des reproductions.

Je voudrais également dire un mot de notre programme préliminaire. Nos premiers efforts tendront à obtenir une classification empirique des types spectraux, reposant à la fois sur une discrimination grossière des couleurs (grâce aux franges centrales à contraste élevé) et sur les détails correspondants à une résolution modérée (qui apparaissent plus loin du centre sur les interférogrammes). Pour autant que je sache ce serait la première classification photoélectrique fondée sur les caractéristiques des raies d'absorption des spectres stellaires.

Nous espérons utiliser les enregistrements eux-mêmes, sans faire la transformation pour obtenir le spectre. Cette tâche pourrait être entreprise plus tard.

En guise de conclusion je désirerais remercier le Dr William Sinton et le Dr Fred Whipple pour leurs encouragements ainsi que pour les discussions profitables que j'ai eues avec eux.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Fellgett, *Thèse* de l'Université de Cambridge, 1951.
[2] Mikesell, Hoag et Hall, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1951, **41**, 689.
[3] Ohman, *Annals of the Stockholm Observatory*, 1949, **15**, 8.
[4] Hiltner et Code, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1950, **40**, 149.

DISCUSSION

J. Ring. — Je reconnais l'utilité de la méthode utilisant directement l'interférogramme pour les études à très basse résolution ; mais pour des résolutions plus élevées, la méthode multiplex sera dans le visible inférieure au Fabry-Perot du point de vue du rapport signal/bruit, sauf pour les flux lumineux très faibles (100 photons/sec par canal), le courant d'obscurité jouant alors un rôle important.

L. Mertz. — En ce qui concerne la résolution, nous désirons apprendre à marcher avant d'essayer de courir.

J. Ring. — Est-il possible de faire varier l'ouverture angulaire d'un interféromètre de Michelson pendant que la différence de marche varie ? Ceci donnerait un gain de luminosité dans le cas d'objets étendus. Est-ce que cette possibilité modifie le facteur de mérite de P. Jacquinot ?

L. Mertz. — Il est, avec mon appareil, possible d'appliquer la méthode de Lyot, consistant à couper en deux la lame biréfringente. En croisant les axes optiques et insérant une lame demi-onde entre les deux moitiés, on peut augmenter le champ angulaire aux grandes différences de marche.

P. Connes. — Le point envisagé par J. Ring a été brièvement abordé par J. Connes dans son exposé ; la variation de l'ouverture angulaire d'un interféromètre de Michelson au cours de l'exploration permet effectivement un gain de luminosité qui peut être accompagné d'un effet « d'apodisation » très utile.

H. A. Gebbie. — On peut faire une « apodisation » numérique au cours de la réduction des résultats en multipliant la fonction enregistrée par une fonction d'apodisation.

P. Jacquinot. — Le procédé d'apodisation physique décrit par J. Connes paraît préférable ; il correspond à un gain d'énergie, puisqu'on peut utiliser une ouverture plus grande aux faibles différences de marche.

H. A. Gebbie. — Ne serait-il pas intéressant d'utiliser plusieurs anneaux pour augmenter la luminosité ?

P. Connes. — Oui, en principe, mais, dans le cas de l'interféromètre de Michelson, il est plus simple de supprimer complètement les anneaux. Il suffit d'interposer sur les deux faisceaux deux systèmes afocaux identiques, que l'on déplace de façon à garder les deux images des deux miroirs superposées quelle que soit la différence de marche. Dès lors la différence de marche ne dépend plus de l'incidence (voir *Rev. Opt.*, 1956, **35**, 37).

P. Jacquinot. — Le gain sur le facteur de mérite devient alors beaucoup plus grand que $2\pi/\beta$. Il n'est plus limité que par des termes d'ordre supérieur à 2 correspondant aux aberrations des systèmes afocaux.

SPECTROMÈTRE INTERFÉRENTIEL MULTIPLEX POUR MESURES INFRA-ROUGES SUR LES ÉTOILES

Par Peter FELLGETT,
The Observatories, University of Cambridge.

Résumé. — Cet interféromètre a été construit en vue de l'emploi au foyer coudé du télescope de 90 cm de l'Observatoire de Cambridge. Il utilise une lame séparatrice en fluorine, recouverte d'une couche $\lambda/4$ de ZnSe et des trièdres réfléchissants. Les faisceaux tombent sur les trièdres excentriquement et sont renvoyés en sens inverse selon la même direction avec un déplacement latéral un peu supérieur au diamètre du faisceau, de sorte que les deux faisceaux sortants sont tous deux utilisables. Ces deux faisceaux tombent sur les deux faces réfléchissantes d'un modulateur tournant, qui se comporte comme l'analogue optique d'un interrupteur inverseur, puis sur deux cellules au sulfure de plomb montées en opposition ; on mesure ainsi la quantité d'énergie transférée par les interférences d'un faisceau sur l'autre. L'un des trièdres possède des réglages micrométriques selon les trois coordonnées et l'autre est déplaçable au moyen d'une vis micrométrique et d'un levier à deux étages donnant un rapport de réduction de 100 fois. La vitesse de déplacement normale est de 60 λ en 10 minutes. Au cours d'observations préliminaires une douzaine d'étoiles allant jusqu'aux magnitudes visuelles 4 ou 5 ont été mesurées avec un pouvoir de résolution de l'ordre de 60. Les transformations de Fourier ont été faites numériquement sur des bandes de Lipsom-Beevers. On montre quelques-uns des spectres obtenus.

Abstract. — The interferometer has been built for use at the coude focus of the 36 in reflecting telescope of the Cambridge University Observatories. The beam-splitter is a $\lambda/4$ layer of ZnSe on a fluorite substrate and the mirrors are replaced by cube-corner reflectors ; the beams enter the reflectors off-centre, and are returned along the reverse direction but with a lateral shift of just over the diameter of each beam, thus the two output beams are both accessible. These two beams are focussed into a double-sided reflecting chopper which acts as the optical analogue of a double-pole reversing switch. The two chopped beams fall on two PbS detectors, the combined outputs of which measure the amount of energy transferred by interference from one of the output beams of the interferometer to the other.

One cube-corner has micrometer adjustments in three coordinates and the second cube-corner is driven in path-differency by a massive 100 : 1 two-stage lever and a micrometer. Normally a driving speed of 60 λ in 10 minutes is used.

In preliminary observations, some dozen stars down to fourth or fifth visual magnitude have been measured with a resolving power of about 60. The Fourier transforms have been carried out numerically on Lipsom-Beevers strips ; some of the obtained spectra are shown.

L'interféromètre qui va être décrit ici a été construit pour être employé au foyer coudé du télescope de 90 cm des Cambridge University Observatories. La théorie de l'instrument a été discutée dans ma première communication présentée au Colloque. En 1950 l'expérience suivante a été réalisée, en laboratoire, comme vérification préliminaire de la théorie. La lumière de la lampe L (*fig.* 1) est concentrée par le miroir M_1 en un point

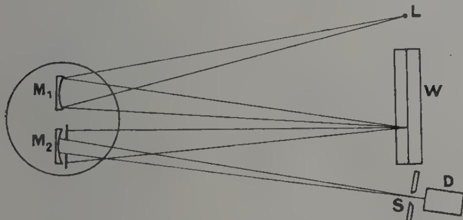


Fig. 1.

du coin d'air W formé par deux lames de verre planes. Ces lames ne sont pas argentées afin d'éviter autant que possible les réflexions multiples. Le miroir M_2, dont l'ouverture est diaphragmée, focalise de nouveau le rayonnement réfléchi par la lame d'air sur une fente S derrière laquelle est le détecteur D. La rotation de M_1 et M_2 fait balayer le coin W par l'image de L formée par M_1. Après la deuxième réflexion sur M_2 on obtient une image stationnaire de L sur S, et les franges formées par le coin se déplacent à travers cette seconde image pendant que le support de M_1 et M_2 tourne. On mesure l'intensité en D en fonction de la différence de marche, qui est étalonnée en utilisant la lumière du sodium.

La figure 2 montre l'intensité mesurée de cette façon, ainsi que sa transformée de Fourier comparée avec le spectre de la source enregistrée par un spectromètre classique ; l'accord est satisfaisant. On a obtenu confirmation de l'augmentation attendue de sensibilité et une expérience analogue avec une source à mercure a confirmé la formule donnant le pouvoir de résolution.

L'appareil définitif a été récemment terminé. La figure 3 montre le principe du fonctionnement ; en réalité la disposition des faisceaux lumineux est à trois dimensions de sorte qu'il n'est pas facile de la présenter sur une figure. Le faisceau incident de lumière parallèle est partiellement réfléchi et partiellement transmis vers deux trièdres trirectangles

réfléchissants par une lame séparatrice. Les faisceaux pénètrent dans chaque trièdre en dehors de leur centre et sont renvoyés selon la même direction dans le sens opposé, avec un déplacement latéral un peu supérieur au diamètre de chaque faisceau. De cette façon la portion de la surface

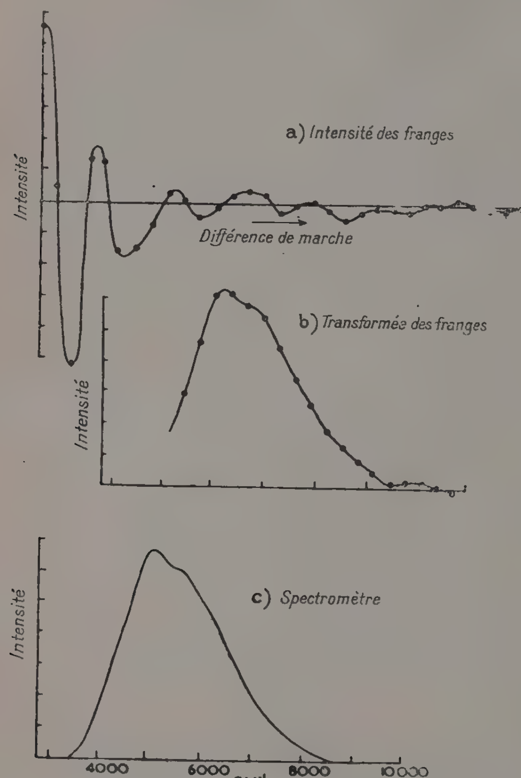


FIG. 2.

de la lame sur laquelle le mélange des deux faisceaux a lieu est séparée de celle sur laquelle se produit la division d'amplitude. Ceci est utilisé de deux façons différentes. La couche semi-réfléchissante est placée sur une face de la lame là où elle agit comme séparatrice, et sur l'autre là où elle est mélangeuse, de sorte que le retard et la dispersion dans la lame sont automatiquement annulés et qu'aucune lame compensatrice n'est nécessaire. De plus les deux faisceaux de sortie issus du mélange sont accessibles. On oublie quelquefois que tout interféromètre non absorbant donne naissance à deux faisceaux de sortie qui transportent entre eux la même quantité d'énergie que le faisceau entrant. Dans un interféromètre de Michelson l'un de ces faisceaux est dissimulé, et rendu inaccessible, parce qu'il retourne à la source selon un trajet qui coïncide avec celui du faisceau entrant. Dans l'appareil décrit ici les deux faisceaux sont focalisés sur le détecteur, dont la réponse correspond ainsi à la différence de leurs énergies. On change la différence de marche en déplaçant l'un des trièdres au moyen d'un moteur synchrone relié par une boîte de vitesse à une vis micrométrique, qui déplace à son tour un levier massif dont le rapport de réduction est de 1/100. Le trièdre est placé sur une monture massive à ressorts parallèles, analogue à celle qui a été analysée par le Pr R. V. Jones.

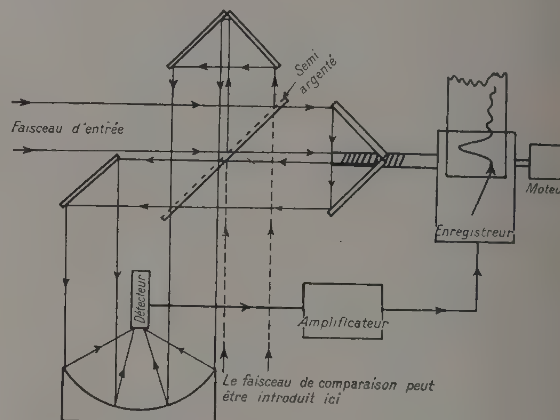


FIG. 3.

L'autre trièdre possède des réglages selon les trois coordonnées. Ceci permet d'obtenir la différence de marche zéro en une position convenable et permet aussi de placer les centres des deux trièdres en une position telle vis-à-vis des faisceaux incidents, que les interférences se produisent sans déplacement transversal des surfaces d'ondes. Ceci est nécessaire ; à défaut de cette condition l'instrument se comporterait comme l'interféromètre décrit par le Dr H. Hopkins et donnerait des figures d'interférences fonction des aberrations du système collimateur qui, en astronomie, comprend l'atmosphère. Avec la disposition que nous venons de décrire, l'interféromètre comprend trois pièces principales, les deux trièdres et la lame séparatrice ; chacune doit être travaillée à mieux qu'une longueur d'onde près, mais leur position relative n'a pas à être réglée avec une précision interférentielle. En particulier, les trièdres sont insensibles à une rotation. Ce montage a fonctionné de façon satisfaisante mais il semble, maintenant, que les interférences pourraient être obtenues au moyen d'un montage optique plus simple sans perdre aucun point essentiel.

On vérifie facilement que le rendement en énergie de la lame séparatrice vaut $4TR$, R et T étant respectivement les cœfficients de réflexion et de transmission de l'intensité lumineuse. Pour une lame séparatrice parfaite on aurait

$$T = R = 0{,}5$$

et ceci pour les deux directions de polarisation

séparément. En pratique, le rendement reste élevé avec d'assez larges écarts à cette condition, pourvu que $T + R = 1$. Il y a encore une raison qui rend souhaitable une absorption aussi faible que possible : la théorie a été faite en supposant une perte de phase de 0 ou π lors des deux réflexions ou transmissions partielles. S'il y a absorption il devient énergétiquement possible qu'un changement de phase différent se produise, et par conséquent que la phase des interférences soit modifiée. Nous utilisons actuellement une couche $\lambda/4$ de séléniure de zinc déposée sur une base de cryolithe. Cette couche a été suggérée, puis exécutée par MM. Barr and Stroud, de Glasgow, et nous leur sommes très reconnaissants de leur aide. Des expériences précédentes avec des couches métalliques avaient montré que celles d'aluminium étaient parmi les meilleures, mais d'un rendement encore nettement inférieur, et sujettes à une perte de phase assez grande.

L'appareil est actuellement utilisé avec des détecteurs au sulfure de plomb dans la région de 1 à 3 microns. Le montage optique ne comprend que des réflexions, excepté dans la lame séparatrice elle-même, de sorte qu'il devrait être possible d'utiliser des cellules au tellurure de plomb, au séléniure de plomb ou à l'antimoniure d'indium. L'extension à la région thermique, pour des études planétaires serait possible si l'on pouvait trouver le moyen de conserver une lame séparatrice de sel gemme dans l'atmosphère d'une coupole astronomique.

L'utilisation d'un détecteur à sulfure de plomb exige que le signal soit modulé à une fréquence de quelques centaines de cycles par seconde afin d'obtenir le meilleur rapport signal sur bruit. En conséquence les deux faisceaux sortants, au lieu d'être envoyés directement sur le récepteur comme sur la figure 3, tombent ensemble sur les côtés opposés d'un disque modulateur réfléchissant sur les deux faces. Lorsque les deux faisceaux rencontrent un secteur réfléchissant du disque, ils sont renvoyés vers le détecteur ; lorsqu'ils rencontrent une ouverture du disque, ils le traversent et atteignent le détecteur de façon à produire un signal de signe contraire. Le détecteur comporte deux cellules au sulfure de plomb, de surface 1 mm² environ, et chacun des faisceaux sortant est toujours observé par l'une ou l'autre des cellules de sorte qu'il n'y a pas de temps mort. Chaque cellule est enfermée dans une cavité qui peut être refroidie et est reliée à un préamplificateur et à une source de tension continue à travers une résistance de charge de 10 à 50 MΩ. Le préamplificateur est à courant continu, ce qui permet de l'employer comme ohmètre à lampe pendant le réglage initial du montage optique en utilisant relativement beaucoup de lumière. Il est également très commode pour suivre les variations de température de la cellule. L'amplificateur principal comporte une

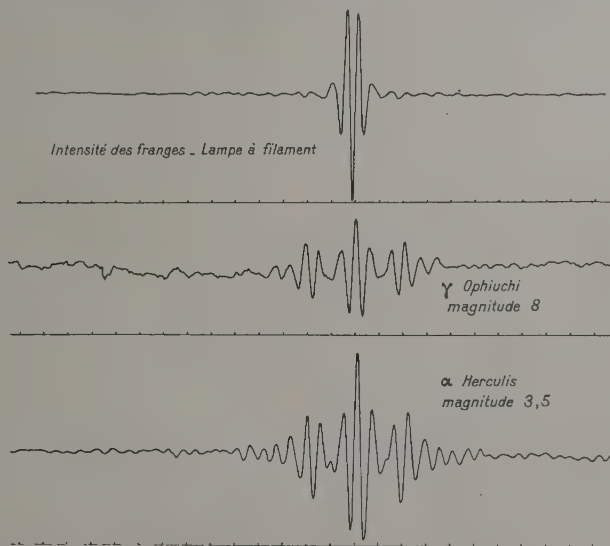


Fig. 4.

forte réaction à travers un réseau en T parallèle qui est réglé pour donner normalement une largeur de bande de quelques cycles par seconde à une fréquence de quelques centaines de cycles par seconde. Grâce à la réaction il se comporte comme une source à impédance élevée, donc à courant constant. La sortie est envoyée à un redresseur synchrone diamod relié à un amplificateur à courant continu à terre virtuelle. Celui-ci à son tour alimente un filtre à plusieurs étages qui donne des

constantes de temps allant jusqu'à 30 s (on peut obtenir jusqu'à 240 s). Finalement le filtre est relié à travers des cathodes followers à un enregistreur potentiométrique à plume avec entraînement du papier par moteur synchrone. Lors des premières expériences la transformation de Fourier de l'enregistrement du potentiomètre était accomplie en utilisant les bandes de Lipsom-Beevers. La vitesse de déplacement était de 60 λ en 10 minutes, et la largeur de bande finale pour un élément spectral après la transformation numérique était environ de 0,0008 cycles par seconde.

La figure 4 montre des enregistrements de l'intensité des franges obtenues avec des étoiles jusqu'à la 8e magnitude, et la figure 5 montre 2 spectres

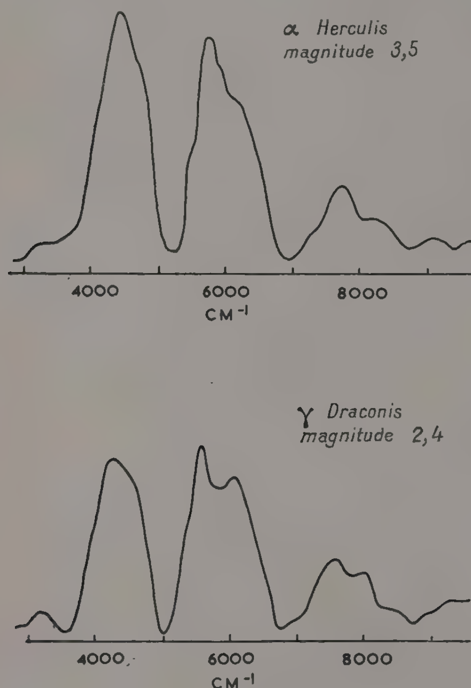


Fig. 5.

obtenus par transformation de l'intensité des franges. Une caractéristique qui impressionne considérablement l'observateur est l'énorme différence entre les rapports de luminosité existant dans le visible et dans l'infra-rouge. Par exemple χ Ophiuci (magnitude 8) est aussi brillante à 2μ que Véga (magnitude 0) !

Il y a trois défauts principaux dans les spectres obtenus jusqu'ici :

a) Ils sont fortement marqués par l'absorption de la vapeur d'eau. La seule chose à faire pour y remédier est d'attendre l'hiver.

b) La sensibilité s'est trouvée être supérieure à ce que nous attendions, spécialement pour les étoiles très rouges, et en conséquence les dispositifs de guidage simplifiés qui avaient été construits se sont trouvés insuffisants. En fait une bonne partie du bruit vu sur les enregistrements de la figure 4 est due à un mauvais guidage. Le remède est évident.

c) La liaison assez indirecte qui existe entre l'enregistreur à plume et la commande de l'interféromètre ne s'est pas montrée assez précise. En conséquence la relation de phase correcte entre les signaux dus aux différents éléments spectraux est maintenue seulement pendant une durée limitée tandis que la différence de marche augmente à partir de la valeur 0. Cet effet est celui qui limite la résolution obtenue jusqu'ici. On avait eu l'intention à l'origine, de contrôler la différence de marche en utilisant les franges de la lumière du sodium, et l'on pense maintenant revenir à ce procédé.

DISCUSSIONS

P. Jacquinot. — Le gain de luminosité que vous obtenez en utilisant les deux faisceaux émergents semble illusoire, puisqu'il vous amène à n'utiliser que la moitié de l'ouverture de votre interféromètre.

P. Fellgett. — Ce serait vrai dans le cas d'une source étendue, mais je dois travailler avec des faisceaux d'origine stellaire, d'étendue limitée. Par contre, il est nécessaire d'utiliser un système à deux faisceaux pour compenser (au premier ordre) les variations d'intensité, y compris la scintillation, et les variations d'amplification.

J. Terrien. — Quelle est la qualité optique des miroirs trièdres que l'on peut obtenir ?

P. Fellgett. — Ils sont composés de glaces assemblées, réglées par de simples vis. Ceci est suffisant dans l'infra-rouge.

E. Ingelstam. — Est-ce que le montage n'est pas sensible aux variations de température ?

P. Fellgett. — Les différentes parties (miroirs trièdres, lames séparatrices) doivent être de qualité interférométriques, mais l'ensemble du montage ne nécessite pas une précision extraordinaire.

H. A. Gebbie. — Je signale que l'on commence à trouver aux États-Unis du fluorure de baryum, utilisable dans toute la région de transmission atmosphérique, en disques allant jusqu'à 9 cm de diamètre.

J. Ring. — Si la méthode par transformation de Fourier est utilisée dans l'infra-rouge, il serait avantageux d'employer un filtre interférentiel, pour limiter le domaine spectral. En plaçant ce filtre dans l'enceinte refroidie qui entoure la cellule, on réduit également le bruit dû aux échanges de rayonnement avec le milieu environnant.

III. — Problèmes de principe spécifiques du Fabry-Perot

SPECTROSCOPIE A HAUTE RÉSOLUTION DES SPECTRES D'ABSORPTION DANS LE PROCHE INFRA-ROUGE AU MOYEN DE L'INTERFÉROMÈTRE FABRY-PEROT

Par Joseph H. JAFFÉ,
The Weizmann Institute of Science, Rehovoth, Israel.

Résumé. — Si on utilise un interféromètre Fabry-Perot pour examiner un spectre d'absorption, on ne peut tolérer aucune superposition d'ordres. Donc, pour un interféromètre donné, le pouvoir de résolution accessible dépend des possibilités du monochromateur primaire.

Les meilleurs monochromateurs à réseaux pour la région 1-3 μ ont leur pouvoir de résolution limité par les défauts du réseau, mais non par l'énergie. En utilisant un Fabry-Perot combiné avec un très bon instrument à réseau, on a pu atteindre une résolution probablement très voisine de la limite utile pour l'étude des spectres d'absorption moléculaire.

On a utilisé une méthode pour enregistrer une région spectrale étendue. L'essentiel de cette méthode (DUDE) consiste à explorer continuement le spectre en pompant l'air entre les lames et à mouvoir le monochromateur en synchronisme, de façon à rester toujours dans le même ordre.

Le balayage par pompage de gaz a maints avantages sur les autres méthodes, mais a aussi l'inconvénient de ne permettre qu'une faible variation de différence de marche si l'on se maintient dans un domaine de pression restreint. On propose une modification à la méthode, qui permettrait d'obtenir un balayage linéaire sur une grande étendue, en utilisant certains gaz au voisinage de leur pression critique.

Abstract. — If a Fabry-Perot interferometer is to be used to examine absorption spectra, no overlapping of orders can be tolerated. For a given interferometer, then, the attainable resolving power is governed by the capabilities of the available primary monochromator.

The best grating monochromators for the 1-3 μ region have resolving power limited by imperfections of the grating and not by energy.

By using a F.-P. interferometer in conjunction with a grating instrument of fine quality, a resolution was obtained that was probably close to the useful limit for studies of molecular absorption spectra.

The spectral range between orders was only 0.175 cm^{-1} (plate spacer 28.6 mm) and accordingly a method was used of recording an extended region of the spectrum. The essence of the method (called " direct unambiguous display " — DUDE) is to scan the spectrum smoothly by pumping air between the plates and at the same time to move the monochromator along in synchronism so that the scan remains in the selfsame order.

Scanning the spectrum by gas pumping has many advantages over other methods but also has the drawback that the actual change in optical path that can be achieved in a reasonable pressure range is rather small. A modified technique of " gas scanning " is proposed. It would provide linear variation of the optical path over a wide range.

Introduction. — Le grand renouveau d'intérêt dont jouit l'interféromètre Fabry-Perot depuis les années d'après-guerre est dû largement à la compréhension du fait que la luminosité de cet instrument, pour un pouvoir résolvant donné, est beaucoup plus grande que celle du prisme ou du réseau. Dans le cas où l'énergie lumineuse est rare, il y a grand avantage à utiliser l'interféromètre Fabry-Perot comme élément dispersif. C'est ainsi par exemple, que des spectromètres interférentiels ont été construits ici à Bellevue, à l'Université Johns Hopkins aux États-Unis, et en d'autres endroits pour la région infra-rouge, et un grand progrès a été réalisé dans la luminosité par rapport aux monochromateurs classiques.

Aujourd'hui, cependant, je désire parler de la spectroscopie dans le *proche* infra-rouge, entre 1 et 3 microns. Il doit être entendu dès l'abord que, depuis l'introduction de récepteurs photo-conducteurs sensibles, et aussi dans une certaine mesure, de réseaux échelettes efficaces, les performances dans cette région spectrale ne sont pas limitées par l'énergie ; c'est-à-dire que le pouvoir résolvant est limité par les performances de l'optique elle-même, et non par des considérations d'énergie. Et, à la limite de résolution, il y a encore suffisamment d'énergie. Dans ces conditions il n'y a donc pas d'utilité à augmenter encore la luminosité et il n'y aurait pas d'intérêt à utiliser l'interféromètre Fabry-Perot pour augmenter le pouvoir résolvant. Mais, si la limite de résolution n'est pas imposée par le manque d'énergie, l'excès d'énergie peut être transformé par l'interféromètre en pouvoir résolvant additionnel. Cela peut être fa it avec n'importe quel monochromateur, grand ou petit, mais évidemment le but réellement intéressant est d'essayer de pousser plus loin le pouvoir résolvant des meilleurs réseaux disponibles.

A 1,5 micron, un réseau moderne peut donner une bande passante de demi-largeur environ égale

à 0,07 cm^{-1} en simple passage. Théoriquement on devrait faire deux fois mieux en double passage, mais à cause des imperfections des réseaux, le gain n'est pas aussi bon. En fait on peut obtenir environ 0,05 cm^{-1}. Aucun essai n'a été fait dans cette région pour utiliser un nombre supplémentaire de passages, mais on a des raisons indirectes de croire qu'aucun gain ne pourrait être obtenu permettant de dépasser ce chiffre de 0,05 cm^{-1}. On peut se demander comment il est possible de pousser la résolution plus loin. A ce propos il faut noter que la largeur Doppler des raies des spectres moléculaires à la température ambiante est rarement moindre que environ 0,01 cm^{-1} de telle sorte que la plupart des informations utiles sur les spectres d'absorption moléculaires dans cette région seraient obtenues si l'on pouvait réaliser un gain de 5 à 10 par rapport aux instruments à réseaux existants. Or le point que nous allons développer principalement, c'est que ce progrès peut être réalisé par l'utilisation d'un interféromètre Fabry-Perot simple en utilisant comme monochromateur primaire un instrument à réseau surabondant. Je note que, d'après les résumés publiés à l'avance pour ce Colloque, Dr Chabbal des Laboratoires de Bellevue, a aussi construit un monochromateur interférentiel de très haute résolution pour cette région spectrale et qu'il a jugé nécessaire d'utiliser un train de deux interféromètres Fabry-Perot avec un réseau. Or, évidemment, seul l'un de ces interféromètres produit la très haute résolution de telle sorte que cela implique, pour M. Chabbal, la nécessité d'utiliser comme monochromateur primaire la combinaison d'un réseau et d'un étalon Fabry-Perot. Il est à présumer que le réseau tout seul n'a pas été jugé comme ayant une luminosité suffisante. Il peut très bien y avoir des avantages à cet arrangement, mais nous désirons prouver qu'il doit être possible d'atteindre la limite de résolution utile dans cette région avec un simple étalon Fabry-Perot.

Constitution du spectromètre interférentiel. — Ces idées ont été mises à l'épreuve sur le monochromateur construit par D.H. Rank à l'Université de Pennsylvania. Le monochromateur est constitué par un réseau plan Bausch et Lomb de 8 × 5 pouces, monté dans une optique de 10 mètres de distance focale et pouvant être utilisé en double passage ; il est suivi d'un interféromètre Fabry-Perot. Des lames de verre et des lames de quartz ont été utilisées et les revêtements faits de couches multiples $ZnS\text{-}MgF_2$.

Il est sous-entendu que dans tout cet exposé nous travaillons en absorption et que, évidemment, on ne peut tolérer aucune superposition d'ordres d'interférence. Le domaine spectral entre les ordres d'interférence ne doit pas être plus petit que la bande passante du monochromateur à réseau. Par conséquent le facteur déterminant dans l'assemblage des deux éléments dispersifs est le choix de l'épaisseur de l'interféromètre. Celle-ci fut fixée à environ 28,6 mm correspondant à un domaine spectral d'environ 0,175 cm^{-1}. D'autres considérations pour le projet furent le choix de la réflectivité des plaques, de la largeur et de la hauteur de la fente du monochromateur, et de la distance focale de la lentille formant les franges. L'exploration du spectre est faite par pompage de gaz. Seules des pressions inférieures à la pression atmosphérique furent utilisées.

Tests de pouvoir résolvant. — Le Pr Rank a suggéré un élégant test de pouvoir résolvant qui consiste à obtenir la bande II-II de HCN à 1,5 micron. Chaque raie individuelle de rotation de bande est, en réalité, un doublet. La séparation du doublet devient progressivement plus grande lorsqu'on s'éloigne du centre de la bande. Ainsi on a une succession de doublets de séparation progressivement croissante, et la séparation $\Delta\nu$ est une fonction connue du nombre J.

$$\Delta\nu = Am + Bm^2$$

où A et B sont des constantes moléculaires et m est égal à $J - 1$ pour la branche P, et $J + 1$ pour la branche R. Nous voyons que si la largeur des composantes était négligeable et si le pouvoir résolvant de notre spectromètre était parfait, un graphique représentant $\Delta\nu$ devrait donner une

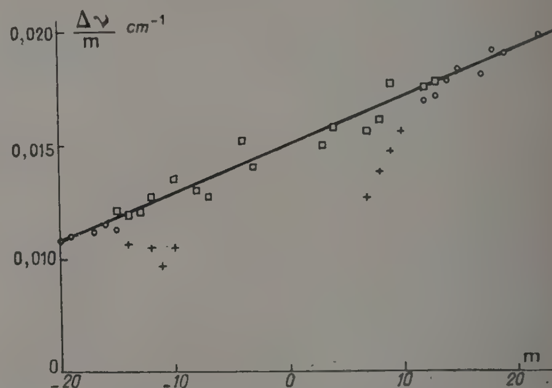


Fig. 1. — Représentation de $\Delta\nu/m$ en fonction de m pour les doublets l de la bande $\pi - \pi$ de HCN à 1,5 micron. Les cercles et les croix représentent des données obtenues avec le réseau, les carrés représentent des données interférométriques.

ligne droite. La figure 1 montre un tel graphique. Les cercles représentent des doublets de haut nombre quantique J aux extrémités de la bande, et qui étaient confortablement résolus par le réseau seul. On voit qu'ils tombent bien sur une ligne droite. Les croix sont aussi des données obtenues avec le réseau. Elles appartiennent à des doublets plus proches du centre de la bande et on voit que,

bien que les réseaux les résolvent assez bien pour révéler leur nature de doublet, les séparations mesurées sont moindres que les valeurs prédites théoriquement. En conséquence les croix ne tombent pas sur la ligne droite, mais tombent en dessous de cette ligne. C'est un exemple de ce qui a été appelé récemment d'une manière heureuse « effet de rétrécissement ». Cela montre à quel point il est difficile de donner une définition du pouvoir résolvant.

Nous préférons dire que les cercles représentent des doublets complètement résolus et les croix des doublets seulement partiellement résolus. Les carrés représentent les données interférométriques. Nous voyons immédiatement qu'il y a beaucoup de doublets résolus. En fait tous, à part deux ou trois vers le centre de la bande, sont résolus et, pour ceux-là, la résolution est probablement inaccessible à cause de la largeur Doppler.

Nous voyons en outre que l'interféromètre les a tous résolus *complètement* ; c'est-à-dire que les carrés tombent plus ou moins sur une ligne droite. Or, en comparant les performances du réseau et de l'interféromètre nous avons choisi pour la comparaison la meilleure résolution que l'interféromètre a donnée et la meilleure résolution *complète* donnée par le réseau. Le dernier des cercles sur le graphique correspond à $P(15)$ (0,180 cm^{-1}), alors que le doublet P (3) complètement résolu par l'interféromètre a une séparation de 0,043 cm^{-1}. Tenant compte de la largeur de raie, cela correspond à un gain supérieur à 6 fois.

La figure 2 montre l'un des doublets les plus

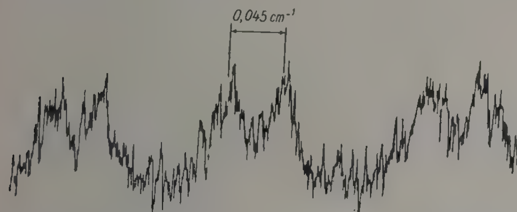


Fig. 2. — Enregistrement du doublet $R(2)$ de la bande II-II de HCN à 1,5 micron obtenu avec le spectromètre interférentiel. La distance entre les composantes est 0,045 cm^{-1} ; c'est l'un des plus petits intervalles entièrement résolus à cette longueur d'onde. La figure est répétée dans les ordres successifs.

serrés résolu : c'est R (2). On voit que la résolution est évidemment une résolution complète, mais je ne peux pas être terriblement fier de cet enregistrement. Pour quelque raison, le détecteur à sulfure de plomb n'était pas refroidi, et il n'est pas douteux qu'un gain de rapport signal/bruit d'au moins un ordre de grandeur aurait été obtenu en le refroidissant. Il faut aussi se rappeler que l'ouverture relative du monochromateur à réseau était extrêmement faible. Pour le but que nous nous fixions, le réseau aurait donné les mêmes performances dans un instrument d'un ou deux mètres, que dans l'arrangement de 10 mètres de distance focale. Cependant en se fondant sur cet enregistrement et sur les progrès évidents que l'on aurait réalisés en refroidissant le détecteur et en augmentant la luminosité du monochromateur primaire, nous pensons pouvoir affirmer avec certitude que la combinaison simple d'un étalon Fabry-Perot unique avec un réseau peut extraire la plupart de l'information utile des spectres d'absorption moléculaires dans cette région spectrale.

Enregistrement d'une région spectrale étendue. — La très haute résolution dont nous venons de parler serait de peu d'intérêt général s'il n'était pas possible d'enregistrer directement une région spectrale étendue. Nous avons vu, par exemple, que le domaine spectral entre ordres n'était que de 0,176 cm^{-1} et par conséquent il est essentiel de trouver un moyen d'explorer d'une façon continue un domaine de plusieurs ordres d'interférence, sans superposition des ordres.

Il y a plus de 7 ans que nous avons commencé à être aux prises avec ce problème à Rehovoth. Toute solution doit évidemment reposer sur un moyen quelconque pour lier ensemble l'exploration du dispositif interférentiel et le mouvement du monochromateur primaire. Cela sera mieux illustré en considérant la figure 3, sur laquelle nous avons

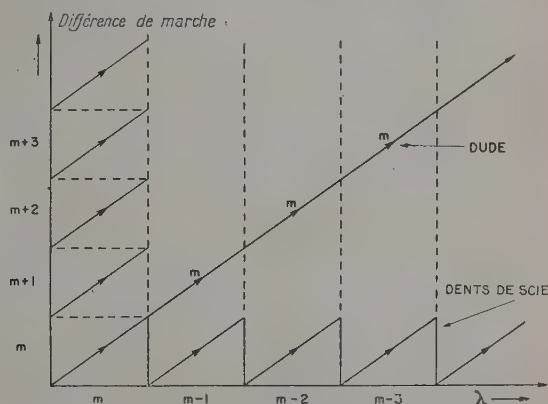


Fig. 3. — Enregistrement d'un spectre étendu. Dans la méthode DUDE la différence de marche entre les lames de l'interféromètre varie continûment alors que le monochromateur primaire est déplacé pas à pas de façon à supprimer les ordres indésirables. Dans la méthode des dents de scies la différence de marche varie par pas. Après chaque pas elle retourne à sa valeur initiale.

fait un graphique de la différence de marche dans l'interféromètre en fonction de la longueur d'onde. Supposons que la différence de marche soit fixée à une valeur donnée et que l'interféromètre laisse passer une certaine longueur d'onde λ dans l'ordre m correspondant à ce point. Maintenant

supposons que nous augmentions graduellement la différence de marche en laissant entrer de l'air entre les lames ou en changeant mécaniquement leur distance, ou par tout autre moyen. La longueur d'onde passant sur l'ordre *m* va augmenter. On suppose, naturellement que les empiètements sont supprimés par le monochromateur primaire qui laisse passer seulement une bande $\Delta\lambda$. L'exploration continue jusqu'à ce que nous atteignions l'exrémité de l'intervalle $\Delta\lambda$. Si l'on continue au delà, cela produit un saut en arrière, jusqu'au début, et la même région spectrale est explorée à nouveau dans l'ordre suivant ; une nouvelle augmentation conduirait à une nouvelle exploration dans l'ordre suivant et ainsi de suite. C'est en cela que consiste l'aspect familier d'ordres répétés que l'on obtient dans le processus photographique classique.

Supposons maintenant que nous désirions enregister continûment une région spectrale étendue. Nous commençons, à explorer le premier domaine $\Delta\lambda$ et alors, au lieu de laisser l'interféromètre recommencer le balayage du domaine qui a déjà été exploré, nous déplaçons le monochromateur d'une quantité $\Delta\lambda$. Alors la longueur d'onde de départ n'est plus présente, pas plus que le premier domaine spectral exploré, et un nouvel accroissement de la différence de marche produit une exploration d'une nouvelle portion du spectre. Le monochromateur est alors déplacé une nouvelle fois et ainsi de suite. Évidemment, pour plusieurs raisons, pratiquement, on ne déplace par le monochromateur pas à pas ; mais suivant un mouvement continu lié au balayage de l'interféromètre. De cette manière, on balaye un large domaine spectral dans un même et unique ordre *m*, sans aucune superposition. Nous avons appelé ce système « DUDE », ce qui signifie « Direct Unambiguous Display ».

Il y a un inconvénient technique au système DUDE : il est assez difficile, spécialement lorsqu'on travaille avec de grandes épaisseurs d'étalon, de changer la différence de marche de l'interféromètre dans un domaine étendu. Ceci est dû à la précision insuffisante des méthodes mécaniques, et au fait que les possibilités de la méthode par pompage de gaz sont limitées par les faibles valeurs des indices de réfraction des gaz et que de très hautes pressions sont nécessaires pour obtenir une modeste variation de différence de marche. Le Pr Jacquinot a considéré cette difficulté, et a imaginé une méthode qui l'évite. Cette méthode consiste à explorer un intervalle $\Delta\lambda$ comme précédemment, et une fois arrivé à la fin de l'intervalle, à revenir à la différence de marche originale et à déplacer le monochromateur primaire. Le domaine spectral suivant est alors exploré. le monochromateur primaire est de nouveau déplacé, la différence de marche est ramenée à sa valeur originale, et ainsi de suite. En pratique le monochromateur et l'interféromètre sont déplacés en synchronisme pendant l'exploration.

Cette méthode a été appelée « méthode des dents de scie », et évite d'avoir à se restreindre à de petits intervalles spectraux à cause de la difficulté de manipulation de la différence de marche. Seule une petite manipulation de cette différence est nécessaire. Pour des longueurs d'onde croissantes, chaque dent de scie représente une exploration dans des ordres de plus en plus petits. Alors que la méthode DUDE maintient le spectre constamment dans le même ordre *m*, la méthode des dents de scie explore une dent dans l'ordre *m*, la suivant dans l'ordre $m - 1$, la suivant dans l'ordre $m - 2$ et ainsi de suite.

Je désirerais attirer l'attention sur le fait qu'il n'y a aucune condition spéciale concernant la dimension des dents individuelles, pourvu que leur hauteur corresponde à un nombre entier d'ordres d'interférences, de telle sorte que la longueur d'onde ne change pas lorsque l'on fait un saut en arrière pour revenir à la valeur originale de la différence de marche. Mais, à la seule condition que la variation de différence de marche puisse être aisément produite, tout intervalle commode peut être adopté. Ainsi, par exemple, on peut embrasser deux ordres ou plus. Nous avons ainsi un mélange de la méthode DUDE et de la méthode des dents de scie.

La figure 4 montre le spectre de la raie verte enregistrée avec la méthode DUDE. Le pouvoir de résolution est d'environ 1,8 million et l'étendue de la figure supérieure a 1,5 cm^{-1} c'est-à-dire plus que 10 fois le domaine spectral entre ordres de l'interféromètre utilisé. La figure 5 montre que l'enregistrement d'une portion du spectre d'absorption de HCN à 1,5 micron. Le doublet est un des doublets *l* de la bande II-II. La raie forte appartient à la bande 002, et la raie faible voisine est due à la molécule isotopique $HC^{13}N$. L'étendue de cette portion est supérieure à 4 fois le domaine spectral de l'interféromètre utilisé.

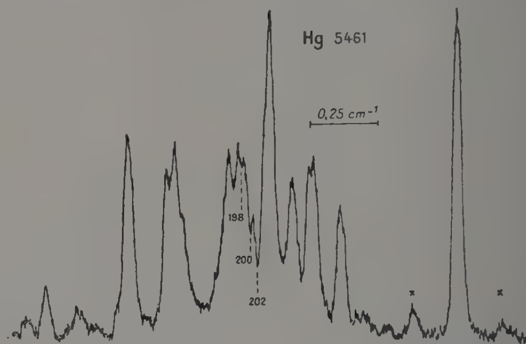


Fig. 4. — Un tracé DUDE de la raie verte du mercure. Le spectre couvre environ 1,5 cm^{-1}, soit 10 fois le domaine spectral de l'interféromètre qui était utilisé pour l'examiner.

J'ai dit qu'un inconvénient de la méthode DUDE est dû à la difficulté de modifier la différence de marche dans une large mesure par pompage de gaz. S'il était pratiquement possible d'explorer une large région du spectre en pompant le gaz, alors il nous semblerait que la méthode DUDE serait la meilleure des deux, parce qu'elle ne met en jeu qu'une modification continue et progressive de l'interféromètre et du monochromateur.

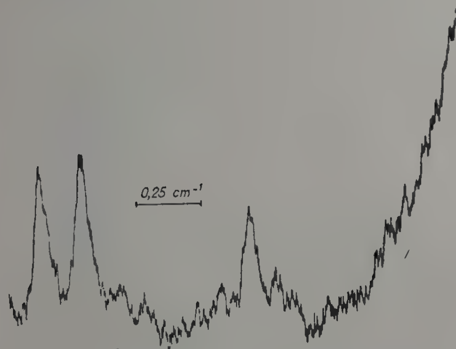


Fig. 5. — Une portion du spectre d'absorption dans la région de 1,5 μ enregistrée avec DUDE. Le doublet est $R(8)$ de la bande Π-Π, et la raie forte est $P(5)$ de la bande 002. La raie du milieu est $R(8)$ de la bande 002 de la molécule $HC^{13}N$.

J'aimerais ici mettre en évidence la possibilité de réaliser une exploration sur un intervalle étendu par un dispositif utilisant un gaz au voisinage de son point critique. Au point critique, les gaz sont très compressibles, et, en travaillant le long d'une isotherme critique une variation modérée de la pression conduit à une grande variation de la densité et de l'indice de réfraction. Trois gaz peuvent convenir pour une telle technique : le gaz carbonique, l'éthane et le xénon. Tous trois ont des températures critiques voisines de la température ambiante. Leurs pressions critiques sont :

CO_2 — 73 Atm.
C_2H_6 — 48,5 Atm.
Xe — 58,2 Atm.

Naturellement ce sont là de très hautes pressions, mais le point important est que, une fois qu'on les a atteintes, il n'est pas nécessaire de les faire varier dans une large mesure : par exemple, un calcul grossier montre qu'une variation de pression d'une atmosphère au voisinage de la pression critique pour ces trois gaz conduirait à une variation de différence de marche de l'ordre de 10 %. Personnellement, j'aimerais beaucoup voir cette possibilité explorée plus profondément.

DISCUSSIONS

G. H. Kuhn. — Ne pensez-vous pas qu'on pourrait être gêné par la turbulence critique ?

J. H. Jaffé. — Dans l'étude des phénomènes critiques par voie optique, on obtient des franges très fines.

P. Jacquinot. — Avec le Fabry-Perot, les défauts d'homogénéité dus à la turbulence critique, qui jouent le même rôle que des défauts de surface des lames, auraient des conséquences beaucoup plus graves que dans l'interférométrie à deux ondes. Ils diminueraient la finesse réelle et la luminosité de l'appareil.

E. Ingelstam. — La sensibilité à de faibles variations de température risquerait d'être très grande.

J. H. Jaffé. — Oui, certainement. Il faudrait utiliser non pas un thermostat, mais un réfractomètre permettant de contrôler le chemin optique.

J. Ring. — Je signale qu'à Oxford nous avons utilisé un procédé de balayage consistant à faire varier la pression de l'air de 0 à 5 atmosphères sans rencontrer aucune difficulté sérieuse. En allant jusqu'à 30 atmosphères on pourrait explorer un intervalle spectral égal à $\sigma/100$; nous avons l'intention de faire bientôt l'expérience. D'autre part, avec Woolf, j'ai utilisé CF_3Cl jusqu'à 4 atmosphères et obtenu une variation de 0,5 % de l'indice de réfraction.

R. Dupeyrat. — J'ai employé la variation de pression du fréon 12 CCl_2F_2 de 0 à 1 atmosphère, ce qui permet d'explorer 25 cm^{-1}. J'ai d'autre part essayé le fréon 11 CCl_3F mais ses caractéristiques ($T_E = 25$ °C, tension de vapeur à 20 °C : 40 cm Hg) le rendent très difficile à utiliser à la température ordinaire.

LE SPECTROMÈTRE FABRY-PEROT INTÉGRAL

Par R. CHABBAL,
C. N. R. S., Bellevue.

Résumé. — Les qualités de luminosité et de résolution du spectromètre F.-P. justifient la généralisation de son emploi à divers domaines de la spectroscopie où seuls le prisme et le réseau sont habituellement utilisés ; mais cette généralisation n'est effectivement possible que si le spectromètre F.-P. est transformé en spectromètre intégral, c'est-à-dire possédant une bande passante unique et continûment déplaçable le long d'un intervalle spectral étendu. Cette transformation soulève de nombreuses difficultés dont les principales solutions sont résumées dans cet article ; on y examine successivement les conditions d'emploi du F.-P., le choix d'un monochromateur et les procédés d'exploration du spectre.

Abstract. — The qualities of luminosity and resolution of a Fabry-Perot spectrometer justify its use in many spectroscopic applications where now only prisms or gratings are generally employed. But this extension is only possible if the Fabry-Perot spectrometer is transformed into an integral spectrometer, that is, one which possesses a unique band-pass which may be continuously scanned over an extended spectral region. This transformation gives rise to numerous difficulties of which the principal solutions are discussed in this article. The conditions of operation of the Fabry-Perot, the choice of a monochromator, and the methods of spectral exploration are discussed in turn.

I. **Introduction.** — Le spectromètre Fabry-Perot comprend essentiellement un Fabry-Perot (F.-P.) suivi d'un diaphragme isolateur placé devant le récepteur photoélectrique. Cet appareil de conception récente, a été surtout utilisé jusqu'ici à l'étude à haute résolution des spectres d'émission. La communication de Jaffé montre que la spectroscopie d'absorption à haute résolution lui est également accessible. Nous voudrions maintenant prouver qu'il est possible et souhaitable d'étendre l'emploi du spectromètre Fabry-Perot à l'ensemble des problèmes spectroscopiques, en émission comme en absorption, à haute ou basse résolution et quel que soit le domaine spectral étudié.

Les deux qualités fondamentales d'un spectromètre sont en effet sa résolution, $\mathcal{R} = \sigma/d\sigma$ et sa luminosité, $\mathcal{L} = \Phi/B$ (Φ étant le flux provenant d'une source de brillance B et parvenant au récepteur). Il est bien connu que la résolution du Fabry-Perot peut prendre n'importe quelle valeur et n'a aucune limite théorique. Quant à la luminosité du spectromètre Fabry-Perot, il a été montré [1] et [2] qu'elle est environ 300 fois supérieure à celle d'un spectromètre utilisant un réseau de même dimension et donnant la même résolution. L'emploi du spectromètre Fabry-Perot apparaît donc comme très avantageux car très rares sont les problèmes n'exigeant pas soit une grande résolution (structure hyperfine), soit une grande luminosité du spectromètre (effet Raman), soit simultanément ces deux qualités (la spectroscopie à haute résolution en infra-rouge en est un des meilleurs exemples).

Est-il en fait possible de généraliser l'emploi du Fabry-Perot à tous les domaines de la spectro-scopie ? La résolution du Fabry-Perot peut effec-tivement être amenée à une valeur quelconque pa simple choix de la distance entre ses lames ; d'autr part l'association d'un Fabry-Perot à un récepteu photoélectrique lui ouvre tous les domaines spec-traux ; mais il faut, de plus, que le spectromètr Fabry-Perot devienne un *spectromètre intégral* c'est-à-dire capable d'étudier le spectre le plu général comportant un nombre illimité de compo-santes réparties au hasard dans un intervall spectral très étendu. Un tel spectromètre doi nécessairement posséder une bande *passante uniqu et déplaçable continûment sur un long intervalle* Ces 2 conditions se révèlent assez contraires au propriétés du Fabry-Perot et le projet d'un spectro-mètre Fabry-Perot intégral soulève de nombreuse difficultés sont on peut résumer ainsi les cause essentielles.

a) Comme tout appareil interférentiel le Fabry-Perot transmet simultanément plusieurs radiation dont la distance en nombre d'ondes vau $\Delta\sigma = \sigma/P = 1/\delta$, P étant l'ordre d'interférenc et δ la différence de marche entre 2 rayons inter-férents successifs. La bande passante du spectro-mètre ne sera unique qu'à condition d'adjoindre a Fabry-Perot un prémonochromateur de réso-lution $\mathcal{R}' \geqslant \sigma/\Delta\sigma = P$: il est donc souhaitabl que P soit petit et ce n'est pas le cas, en généra pour le Fabry-Perot ; en effet, son pouvoir de réso-lution est égal au produit de 2 facteurs indépen-dants P et N ; le fait essentiel est que ce dernier, l coefficient de finesse, est limité par les défauts d surface [4] à une valeur de l'ordre de 30 à 50. C'e

donc uniquement par augmentation de P qu'on peut accroître la résolution du Fabry-Perot mais celle du monochromateur est alors augmentée dans le même rapport. Bref la faible valeur du coefficent N (très inférieure au nombre de traits d'un réseau qui joue un rôle équivalent) impose au Fabry-Perot d'être précédé d'un monochromateur de résolution relativement élevée.

b) Une des conditions nécessaires de grande luminosité d'un spectromètre est que le faisceau qu'il définit soit de révolution [2]. Le Fabry-Perot en est capable car dans le plan focal de la lentille focalisatrice les points d'égale intensité forment des anneaux et le diaphragme isolateur, annulaire ou circulaire peut être de révolution autour de l'axe du Fabry-Perot. Encore faut-il que cette symétrie ne soit pas détruite et ceci a deux conséquences : tout d'abord le faisceau fourni au Fabry-Perot par le pré-monochromateur doit être, lui aussi, de révolution, ce qui paraît exclure *a priori* les monochromateurs à fente (à réseau ou à prisme). D'autre part, l'emploi d'un diaphragme isolateur de révolution autour de l'axe de l'instrument dispersif ne permet pas, comme pour le réseau, d'explorer le spectre par rotation du Fabry-Perot [3]. La bande passante ne peut alors être déplacée que par variation de l'épaisseur du Fabry-Perot ce qui pratiquement amène à remplacer le Fabry-Perot à lame unique solide (qui serait aussi stable qu'un réseau ou un échelon de Michelson) par un Fabry-Perot formé d'une lame de gaz limitée par deux lames de verre : celles-ci doivent rester parfaitement parallèles l'une à l'autre au cours de l'exploration, ce qui rend très délicate la construction de leur support.

c) L'autre condition nécessaire pour obtenir une grande luminosité est que l'instrument dispersif opère non par division spectrale du faisceau incident, mais par division de luminance (cf. [2]). C'est bien le cas du Fabry-Perot. Nous montrerons au prochain paragraphe qu'un tel instrument n'est utilisable qu'au voisinage de sa résolution théorique et qu'alors les conditions d'utilisation sont assez étroites et font intervenir de nombreux paramètres; ceci complique beaucoup la prévision des propriétés du Fabry-Perot mais ne risque nullement, comme les deux faits précédents, de gêner la transformation du spectromètre Fabry-Perot en spectromètre intégral.

II. Meilleures conditions d'utilisation d'un spectromètre F.-P. (cf. [3]). — L'emploi du spectromètre F.-P. ne se justifie en général qu'à cause de sa grande luminosité, soit parce que celle-ci est la seule qualité cherchée, soit parce qu'elle permet effectivement d'atteindre les grandes résolutions permises par le F.-P. mais qu'un rapport signal/bruit trop faible empêcherait d'atteindre. Il est donc toujours nécessaire de se placer dans les conditions qui conduisent à la luminosité maxima compatible avec une certaine résolution. On ne peut d'autre part comparer l'une à l'autre les diverses solutions qui rendent « intégral » le spectromètre F.-P. qu'après une étude préalable de la variation des propriétés du F.-P. en fonction des divers paramètres. Ceux-ci s'introduisent aisément quand on cherche pourquoi la résolution n'est pas infinie, c'est-à-dire pour quelles raisons le F.-P. n'est pas capable de transmettre au récepteur une seule radiation σ (dans l'ordre P) : celle-ci aurait pour valeur $\sigma = P/2\, n.l.\cos i$ (P entier ; nl épaisseur optique du F.-P. ; i : incidence sur le F.-P.) ; nous dirons que cette formule associe σ à nl et à i.

Tout d'abord, pour un rayon donné, caractérisé par une valeur de l et de i, la fonction de transmission est la fonction d'Airy :

$$A(\sigma) = 1/\left(1 + \frac{4R}{(1-R)^2}\sin^2 \pi.2.nl.\cos i.\sigma\right)$$

dont la largeur a ne pourrait être nulle que si le coefficient de finesse $\left(N_R = \pi\frac{\sqrt{R}}{1-R}\right)$ ou la distance des lames étaient infinis, ce qui est physiquement impossible.

De plus on ne peut utiliser une seule valeur de l'incidence : il faudrait que le diaphragme isolateur ait un diamètre nul, mais alors la luminosité serait nulle ; le diaphragme isolateur doit donc accepter un ensemble de rayons, formant un angle solide Ω et associés à un intervalle de radiations $\sigma_2 - \sigma_1$. Sa fonction de transmission $F(\sigma) = \mathrm{d}\Omega/\mathrm{d}\sigma$, de largeur f est, en général, rectangulaire.

Enfin l'épaisseur l n'est pas unique, elle non plus, pour des raisons moins fondamentales mais malheureusement très réelles : en effet, le F. P. n'est pas parfait et l'épaisseur varie d'un point à l'autre ; si on éclaire le F. P. par un intervalle de radiations dσ, on observe en accommodant sur les lames que seule une fraction de surface dS transmet ces radiations. On peut alors considérer le F. P. comme la juxtaposition de F.-P. élémentaires dont la répartition est donnée par la fonction

$$D(\sigma) = \mathrm{d}S/\mathrm{d}\sigma,$$

de largeur d non nulle.

Finalement la fonction d'appareil s'obtient par convolution des fonctions $A(\sigma)$, $D(\sigma)$, $F(\sigma)$ et s'écrit $W(\sigma) = A(\sigma) * F(\sigma) * D(\sigma)$.

Ces diverses fonctions jouent-elles des rôles d'égale importance ? ce n'est pas le cas en général pour un spectromètre à réseau ; pour celui-ci aussi interviennent plusieurs fonctions, en particulier la fonction diffraction, équivalente à $A(\sigma)$ et la fonction diaphragme, triangulaire à cause des 2 fentes : si on ouvre les fentes la résolution diminue mais la luminosité augmente et le produit $\mathcal{LR}$ reste constant : à chaque valeur de la largeur de fente

correspondent des propriétés différentes du spectromètre, adaptées à tel ou tel problème, mais toutes également intéressantes *a priori*. En général, d'ailleurs, on ne cherche pas à s'approcher de la résolution théorique du réseau et c'est le diaphragme isolateur qui impose la résolution et la forme de la fonction d'appareil.

En revanche, si on augmente le diamètre du trou isolateur d'un F.-P. donné, on constate (cf. [3], VI) que la luminosité tend rapidement vers une limite supérieure et que le produit $\mathcal{L}\mathcal{R}$ n'est pas constant mais passe par un maximum obtenu, dans le cas qu'étudie la figure 1, lorsque sont égales les largeurs

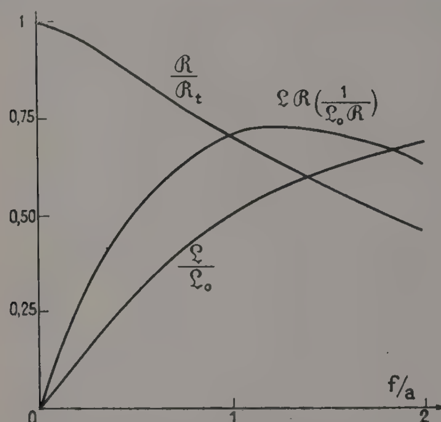


FIG. 1. — Cas d'un F.-P. sans défauts de surface : variation du produit $\mathcal{L}\mathcal{R}$, à épaisseur constante du F.-P. lorsque varie la largeur du diaphragme explorateur.

des fonctions $A(\sigma)$ et $F(\sigma)$. La résolution du spectromètre vaut alors 7/10 de la résolution théorique du F.-P. ($\mathcal{R}_t = \sigma$/largeur de $A(\sigma)$) et toute autre valeur de la résolution ne peut s'obtenir qu'en diminuant le produit $\mathcal{L}\mathcal{R}$.

Cette différence de comportement entre le réseau et le F.-P. est aisée à comprendre : le premier appareil opère une division spatiale de l'énergie incidente et fait correspondre à une direction d'onde incidente plusieurs ondes émergentes de directions différentes correspondant aux diverses radiations de la source. Au contraire, si cette onde atteint le F.-P. qui opère par division de luminance, elle est soit transmise dans la même direction si elle transporte σ_0, soit réfléchie (totalement si l'on admet pour la simplicité du raisonnement que la résolution est infinie). Considérons maintenant plusieurs ondes émergentes susceptibles d'être recueillies par un diaphragme isolateur à l'infini de largeur de plus en plus grande ; si elles sortent d'un réseau toutes transportent la radiation σ_0 à condition qu'il leur corresponde une onde incidente adéquate, c'est-à-dire si la fente d'entrée est égale à la fente de sortie. Si ces ondes au contraire émergent du Fabry-Perot, chacune transporte une radiation différente et seule l'une d'elles transporte la radiation σ_0 désirée. Par conséquent, dans les deux cas l'élargissement du diaphragme diminue la résolution puisque le diaphragme reçoit simultanément des radiations de plus en plus nombreuses ; mais la luminosité, elle, n'augmente que si sont acceptées plusieurs ondes transportant la radiation σ_0 ce qui est le cas pour le réseau mais non pour le F.-P. ; il en est de même d'ailleurs pour tous les appareils à division de luminance. Bref, les conditions de meilleure utilisation correspondent à une résolution proche de la résolution théorique et les diverses fonctions jouent des rôles d'égale importance. Les conséquences sont les suivantes :

a) L'étude des conditions optima d'utilisation dans les divers cas réels (cf. [3], VII, VIII, IX) montre que les largeurs des trois fonctions $A(\sigma)$, $D(\sigma)$, $F(\sigma)$ doivent être du même ordre de grandeur (et même égales si ces 3 fonctions étaient de même forme, par exemple rectangulaires). Il s'ensuit que les propriétés du F.-P. et en particulier la résolution, la luminosité, et la forme de la fonction d'appareil dépendent tout autant de $D(\sigma)$ et $F(\sigma)$, c'est-à-dire des défauts de surface et de la largeur du diaphragme isolateur, que de la fonction $A(\sigma)$, c'est-à-dire du pouvoir réflecteur et de l'épaisseur. L'étude des propriétés et des conditions optima d'utilisation du F.-P. en est rendue très complexe. On obtient cependant une première approximation du phénomène en confondant la fonction d'appareil avec $A(\sigma)$: on dit alors que le F.-P. est *théorique* ; par contre, nous nommerons $F(\sigma)$ et $D(\sigma)$ *fonctions perturbatrices*.

b) Quand on désire changer la résolution du spectromètre il ne suffit pas comme pour un spectromètre à réseau d'ouvrir plus ou moins les fentes mais il faut changer les trois largeurs *a*, *d* et *f*, c'est-à-dire modifier l'épaisseur du F.-P. ainsi que le diamètre du trou isolateur. C'est seulement si on respecte ces conditions qu'est vérifiée la loi $\mathcal{L}_M\mathcal{R}$ = constante, $\mathcal{L}_M$ étant la luminosité maxima compatible avec chaque résolution (cf. [3], VIII et IX).

c) Particulièrement importante est la relation a # d. Nous avons montré ailleurs qu'elle interdit d'utiliser de trop grandes finesses réflectrices (cf. [3] VII et [4]).

III. **Unicité de la bande passante. Structure du spectromètre F.P. intégral** (cf. [5] et [6]). — L'étude du spectre le plus général exige que le spectromètre possède une seule bande passante efficace, c'est-à-dire que l'Intervalle Spectral Libre soit au moins égal à l'intervalle spectral occupé (contenant les radiations émises par la source, impressionnant le récepteur et non arrêtées par un filtre placé volontairement ou non sur le faisceau).

Il est souhaitable, d'autre part, que la forme de la fonction de transmission s'approche au maxi-

mum de la fonction monochromateur idéale (carrée et sans pied : cf. figure 2).

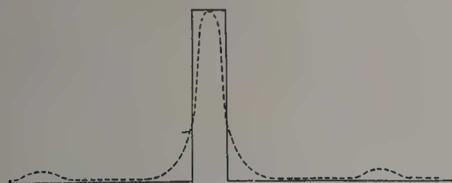


Fig. 2. — En traits pleins : fonction monochromateur idéale ; en pointillés : fonction d'appareil d'une chaine de deux F.-P. (le rapport largeur de raie sur distance du ghost et la hauteur de ce ghost ont été fortement augmentés sur la figure).

Enfin le spectromètre F.-P. intégral doit être aussi lumineux que possible puisque c'est cette qualité que nous considérons comme prépondérante. La luminosité est égale au produit $U.\tau$ de la transparence totale τ du spectromètre par l'étendue [1] du faisceau transmis au récepteur ; τ sera certainement diminué si on place devant le F.-P. un prémonochromateur mais on peut attendre de celui-ci qu'il ne limite pas l'étendue.

Le choix du prémonochromateur adjoint au F.-P. doit tenir compte de ces trois conditions : il doit supprimer au mieux les bandes passantes du F.-P. situées dans l'intervalle spectral occupé, posséder une bonne transparence et fournir un faisceau suffisamment étendu. Montrons qu'aucun monochromateur classique ne peut, à lui seul, satisfaire ces conditions :

a) Un monochromateur à fentes de bande passante égale à l'intervalle spectral libre (I. S. L.) du F.-P. est *a priori* le plus indiqué car il supprime intégralement les bandes parasites. En revanche le faisceau qu'il délimite n'arrive pas, en général, à couvrir les pupilles qui déterminent l'étendue du F.-P. Supposons qu'un système optique forme du réseau une image circonscrite aux lames circulaires de ce F.-P. ; ce même système doit donner de la fente de sortie du monochromateur une image couvrant entièrement le diaphragme isolateur : celui-ci est annulaire ou circulaire, cette dernière solution étant la plus souhaitable pour de nombreuses raisons ; il faut alors que hauteur et largeur de l'image de la fente soient supérieures au diamètre du trou isolateur. Ceci impose deux conditions (cf. [6], III) :

La première exprime l'égalité des étendues planes verticales (les traits du réseau ou l'arête du prisme sont supposés verticaux) ; le calcul montre qu'elle est toujours aisément satisfaite.

La seconde, égalité des étendues planes horizontales du F.-P. et du monochromateur est beaucoup plus sévère, ce qui est normal puisque le monochromateur à fentes possède un plan de symétrie vertical et fournit un faisceau beaucoup plus étendu en hauteur qu'en largeur. Pour un monochromateur à réseau l'égalité souhaitée fournit la relation

$$\mathcal{R}' \text{ (réseau)} \geqslant \frac{M(\sin i_1 + \sin i_2)}{2\sqrt{2}\, D_x} \sqrt{w/f}\, \sqrt{\mathcal{R}_{FP}}\ (^2).$$

Tenant compte de ce que $\mathcal{R}'$ (réseau) $= \mathcal{R}/N$ on obtient la formule fondamentale

$$N \geqslant \frac{2\sqrt{2}\, D_x}{M(\sin i_1 + \sin i_2)} \sqrt{f/w}\, .\sqrt{R_{FP}}$$

qui est la condition nécessaire et suffisante d'adaptation des étendues. L'application numérique partant de données usuelles ($M.\sin\varphi = 70$ mm ; $D_x = 60$ mm ; $i_1 = i_2 = \varphi$ (angle de blaze) donne $N = 100$ si $\mathcal{R}_{FP} = 10\,000$, $N = 1\,000$ si $\mathcal{R}_{FP} = 10^6$. Cette finesse est de très loin supérieure aux finesses de l'ordre de 40 qu'il est impossible de dépasser avec le F.-P. En fait, si on utilise un F.-P. de finesse courante ($N = 30$) et un réseau de $M.\sin\varphi$ égal à 53 mm, on trouve qu'un faible fraction de l'étendue du F.-P. est utilisable : en recouvrant entièrement le trou isolateur, la largeur éclairée des lames n'est que 5 mm si $\mathcal{R} = 72.000$, 3 mm si R = 200.000 au lieu de 50 à 60 mm avant l'interposition du prémonochromateur [3]. La perte de luminosité est considérable et nous amène à choisir une autre solution.

b) On peut utiliser comme monochromateur un second F.-P. de résolution plus faible que celle du F.-P. initial et, par conséquent, d'I. S. L. plus élevé. L'étendue qu'il fournit est cette fois surabondante car deux appareils de même nature et de même surface ont leurs étendues dans le rapport inverse de leurs résolutions (cf. [1]). La difficulté est ailleurs : la fonction d'appareil de l'ensemble des deux F.-P. *présente des pics de transmission secondaires* (ghosts) ; en effet le F.-P. est un mauvais monochromateur car son facteur de transmission décroît lentement à l'extérieur de la bande passante et ne devient jamais nul. Ceci amène à introduire une notion nouvelle (car inutile pour les monochromateurs classiques), celle des « qualités de filtrage » du spectromètre intégral. Comparons la fonction $W(\sigma)$ du spectromètre à la fonction monochromateur idéale : sont parasites toutes les radiations extérieures à la bande passante et on peut caractériser leur importance soit

(1) Par définition, l'étendue d'un faisceau délimité par 2 diaphragmes est le produit de la surface d'un de ces diaphragmes par l'angle solide sous lequel l'autre diaphragme est vu du premier diaphragme.

(2) f et w, largeur des fonctions $F(\sigma)$ et $W(\sigma)$; f/w est en général voisin de 0,7.

(3) Cette application numérique est faite en supposant les fentes conjugées des lames du F.-P., cette disposition s'impose dans l'association d'un monochromateur à réseau et d'un F.-P, unique car elle permet d'utiliser dans tous les cas toute la hauteur des lames du F.-P. ; la perte d'étendue est ainsi limitée à une perte sur la largeur utilisée des lames du F.-P.

par le rapport de leur intensité à celle du maximum de la fonction $W(\sigma)$ (le point essentiel est alors la hauteur du ghost le plus élevé), soit par l'énergie totale C qu'elles transportent (on considère en fait le *facteur de filtrage intégral* (f. f. i.), rapport à l'énergie C de l'énergie utile due aux radiations intérieures à la bande passante).

Ces qualités de filtrage font par ailleurs l'objet d'une étude assez complexe (cf. [7] et [6]). On montre qu'elles dépendent peu des fonctions perturbatrices et sont caractérisées par le rapport k/N_{R2} (N_{R2} finesse réflectrice du F.-P. mince ; k : gain d'I. S. L. obtenu par addition de ce F.-P. mince (ou encore nombre de pics parasites supprimés)). Les figures 3 et 4 montrent des exemples

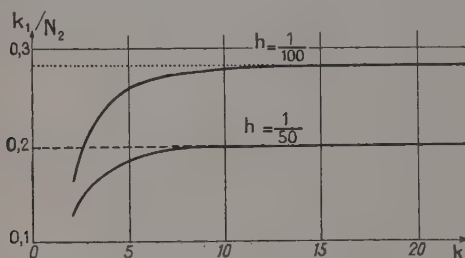


Fig. 3. — h est le rapport de la hauteur hauteur du ghost le plus grand à la hauteur du sommet de la bande passante ; h ne dépend en première approximation que de k/N_R.

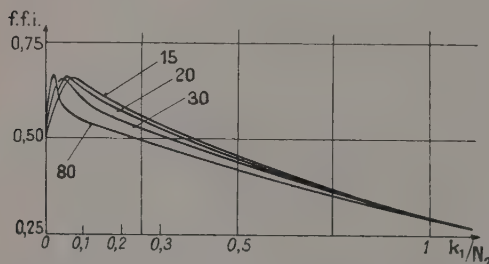


Fig. 4. — Variation du facteur de filtrage intégral d'une chaîne de deux F.-P. en fonction du rapport $k/N_{R,2}$ pour diverses valeurs de la finesse réflectrice $N_{R,2}$ du F.-P. épais (cas de chaînes du premier type : rapport entier des épaisseurs des F.-P.).

de variation du ghost le plus élevé et du f. f. i. On voit qu'on obtient des valeurs satisfaisantes et comparables à celles des autres spectromètres à la seule condition que k/N_{R2} ne dépasse pas 0,2 environ. Or, on sait par ailleurs (4) que la finesse réflectrice N_{R2} du F.-P. mince ne saurait être trop augmentée si l'on tient à conserver une bonne transparence : 80 est une limite supérieure et, dans ces conditions, k ne peut dépasser environ 15. *L'addition d'un F.-P. monochromateur augmente donc l'I. S. L. mais pas assez, en général, pour le rendre égal à l'intervalle spectral occupé.*

c) L'addition d'un seul monochromateur, à F.-P. ou à réseau, ne permet donc pas de satisfaire simultanément les conditions imposées. Mais on peut en placer deux en série ce qui procure un grand nombre de solutions valables. Donnons quelques détails sur celle de ces solutions qui est, en général, la meilleure (cf. [6], VII) : placer en série le F.-P. initial, un F.-P. monochromateur k fois plus mince et un monochromateur à réseau de bande passante égale à l'intervalle spectral libre de la chaîne des deux F.-P. Ce monochromateur doit avoir ses fentes assez fines pour que les pics parasites de la chaîne soient éliminés, assez larges pour que le faisceau fourni couvre les pupilles du F.-P. résolvant : ces deux conditions sont compatibles si la finesse globale de la chaîne vérifie la relation $\mathcal{N} \geqslant 2\sqrt{2}\,\dfrac{D}{M(\sin i_1 + \sin i_2)}\sqrt{f/w}\,\sqrt{\mathcal{R}_{Fl}}$, ce qui fixe une limite inférieure de l'ordre de 100 à 500 à la finesse globale $\mathcal{N}$ (rapport de l'I. S. L. de la chaîne à la bande passante).

Mais par ailleurs $\mathcal{N}$ possède une limite supérieure car c'est le produit $k.N_1$ de deux facteurs qu'on ne saurait augmenter sans diminuer la transparence : N_1, finesse du F.-P. épais, ne peut s'approcher de la limite, de l'ordre de 40, que lui imposent les défauts de surface que par augmentation de la finesse réflectrice $N_{R,1}$. De même $k/N_{R,2}$, étant limité par le désir d'opérer une élimination correcte des pics parasites, k ne peut croître que si $N_{R,2}$ croît. Or, nous savons qu'augmenter la finesse réflectrice coûte très cher en luminosité. Finalement celle-ci est une fonction rapidement décroissante de la finesse globale de la chaîne (fig. 5).

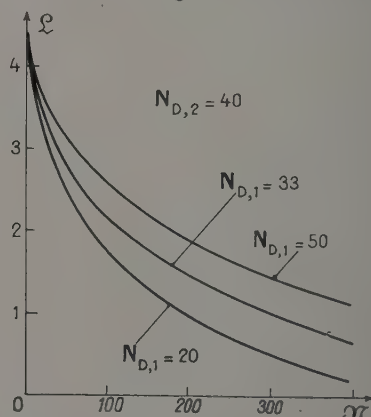


Fig. 5. — Luminosité d'une chaîne de deux F.-P. réels en fonction de $\mathcal{N}$, finesse globale de la chaîne qu'ils forment (facteur d'absorption des couches réflectrices : $A = 0{,}5\ \%$; diaphragme isolateur de diamètre optimum ; finesse limite indiquée sur la figure).

Ces deux conditions contraires sont rendues compatibles par le choix du rapport $\dfrac{D_x}{M \sin \varphi}$ des dimensions horizontales du F.-P. et du réseau. Si on désire obtenir une finesse limite correcte, le dia-

mètre D des lames du F.-P. ne peut, dans l'état actuel de la technique de taille des lames, excéder 5 à 6 cm. En revanche, il existe tout un choix de réseaux commerciaux dont les $M.\sin\varphi$ vont à peu près de 20 mm à 200 mm. La figure 6 indique les

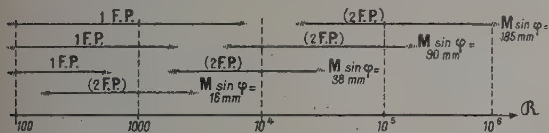


Fig. 6. — Domaine de résolution où peut être utilisé un spectromètre F.-P. intégral équipé d'un réseau de $M\sin\varphi$ donné.

zones de résolution convenant à des spectromètres F.-P. intégraux équipés de certains de ces réseaux.

Ceci est une solution ; il en existe d'autres. Le détail des calculs permettant de déterminer la luminosité de chacune d'elles a été fait ailleurs (6, VII). La figure 7*a* montre quels sont les résultats correspondant aux données suivantes :

réseau : $M.\sin\varphi = 38$ mm ; facteur de réflection maximum : 50 %.

F.-P. épais diamètre maximum : 70 mm ; finesse limite variant en fonction de la surface utilisée selon la courbe de la figure 7*b*.

F.-P. mince : finesse limite égale à 40. — Facteur d'absorption égal à 0,5 %.

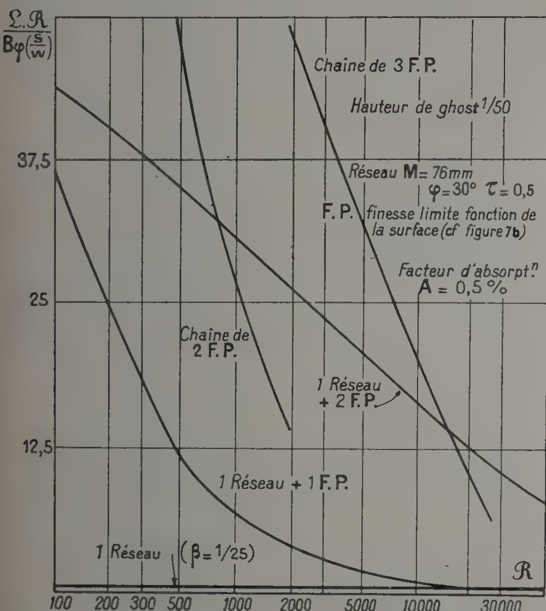


Fig. 7*a*. — Variation en fonction de la résolution du produit luminosité résolution pour les spectromètres intégraux suivants ; chaîne de trois F.-P. ; chaîne de deux F.-P. ; association d'un monochromateur à réseau et d'une chaîne de deux F.-P. ; assocition d'un monochromateur à réseau et d'un F.-P. ; spectromètre à réseau.

On voit sur la figure 7*b* que l'association de trois F.-P. dont le premier est un filtre interférentiel donne de bons résultats. Ce type de solution est

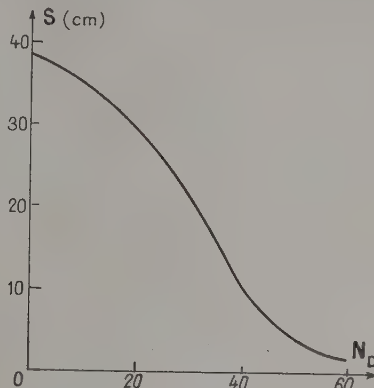


Fig. 7*b*. — Variation sur la surface utilisée d'un F.-P. réel de la finesse limite de ce F.-P.

difficilement généralisable aux problèmes à moyenne et haute résolution car le nombre des filtres à mettre en série croît très rapidement.

Conclusion : *Il est possible de rendre unique la bande passante du spectromètre F.-P. sans pour cela supprimer ses avantages de luminosité.*

IV. Exploration du spectre (cf. [6], VIII et XI). — *a*) Généralités. — Le paragraphe précédent montre comment réaliser un monochromateur F.-P. capable d'isoler une bande passante unique. Pour transformer ce monochromateur en spectromètre, il faut le munir d'un dispositif capable de déplacer cette bande passante le long d'un grand intervalle spectral. La qualité de ce dispositif est tout aussi importante que les qualités déjà évoquées de résolvance et de luminosité. Soient en effet deux composantes dont il s'agit de déterminer la distance : il faut pour cela connaître très exactement la correspondance entre l'abscisse et le nombre d'ondes, donc connaître la loi d'exploration ; si un écart $d\sigma$ existe entre la loi réelle $\sigma = f(t)$ et la loi attendue, cet écart doit être inférieur à l'erreur sur le pointé des sommets venant de ce que résolvance et luminosité ne sont pas infinies. La règle $d\sigma \leqslant \delta\sigma/10$, $\delta\sigma$ étant la largeur de la fonction enregistrée, donne l'ordre de grandeur de la précision demandée. Le rapport $D = \sigma/d\sigma$, 10 fois supérieur à la résolvance $\mathcal{R} = \sigma/\delta\sigma$ sera nommé *définiance*.

Quel est par ailleurs l'ordre de grandeur de l'intervalle spectral à explorer $\sigma_2 - \sigma_1$? Il varie dans de faibles limites si on le compare à l'élément spectral $\delta\sigma$ ou encore à l'intervalle entre ordres du F.-P., $\Delta\sigma$; en moyenne le rapport $\dfrac{\sigma_2 - \sigma_1}{\Delta\sigma}$ égal à 3

ou 4 dans les problèmes à haute résolution, est de l'ordre de 100 aux basses résolutions.

b) Exploration par un F.-P. — L'exploration du spectre exige évidemment le déplacement simultané des bandes passantes des divers appareils mis en série : l'exploration par le réseau s'obtient sans difficulté par simple rotation : cette solution commode n'est pas applicable au F.-P. dont la symétrie de révolution exige qu'il reste normal à l'axe optique. De la formule $\sigma = P/2nl$ où P est entier, résulte alors qu'une variation *continue* de σ ne peut s'obtenir que par variation de la distance optique « *nl* » : elle est obtenue par variation d'un *facteur d'exploration* qui peut être par exemple la pression du gaz situé entre les lames et dont dépend l'indice ; on peut aussi agir sur l'épaisseur de cales placées entre les lames, grâce à la température ou par électro ou magnéto-striction ; on peut enfin déplacer l'une des lames par déformation de son support.

Dans tous les cas la variation d'épaisseur optique nécessaire pour l'exploration d'un ordre vaut λ maximum/2. La figure 8 prouve qu'il n'est pas

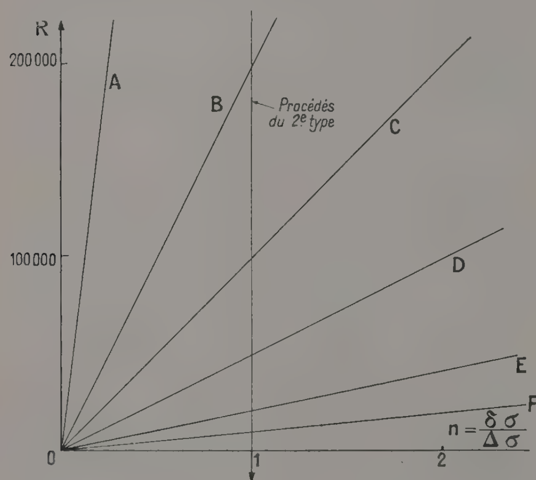


Fig. 8. — *Nombre d'ordres explorables grâce à divers facteurs d'exploration* : les procédés du 1[er] type sont représentés par des droites inclinées (intervalle spectral exploré indépendant de la résolution) ; les procédés du 2[e] type sont représentés par des droites verticales (nombre d'ordres explorés indépendant de la résolution).

Facteurs d'exploration. — Variations de pression : A, de l'hélium ($0 \to 1$A). C, de l'air (0 — 1A). D, de l'air ($0 \to 2$A). E, du fréon ($0 \to 1$A). F, de l'air ($0 \to 10$ *A*). B, variation de température ($10° \to 20°$) de cales d'acier.

aisé d'obtenir beaucoup plus. Chaque courbe concerne un facteur d'exploration de nature et d'amplitude données. On constate qu'il existe 2 types de facteurs d'exploration :

Ceux du 1[er] type (variation de l'indice du gaz) où l'intervalle exploré ne dépend pas de la différence de marche, ce qui fait varier avec la résolution le nombre d'ordres explorables : il existe alors toujours une résolution limite au-dessous de laquelle le procédé ne permet plus l'exploration d'un ordre : cette limite est d'environ 100 000 si le facteur d'exploration, la pression de l'air, varie de 0 à 1 atmosphère ; de l'ordre de 20 000 si l'air est remplacé par du fréon. [12].

Le nombre d'ordres que permettent d'explorer les procédés du 2[e] type est au contraire indépendant de la résolution : c'est le cas du déplacement mécanique d'une des lames du F.-P., celle-ci étant placée, par exemple, au centre d'une membrane élastique (cf. [6] et [9]) ou sur un des côtés d'un parallélogramme articulé (cf. [8] et [10]). Ce déplacement mécanique peut correspondre en principe au défilement d'un très grand nombre d'anneaux ; en fait, il est difficile, au delà d'une dizaine, que le parallélisme des lames soit parfaitement conservé.

La raison en est à peu près la suivante : s'il est nécessaire que les lames du F.-P. restent parallèles au cours du déplacement de l'une d'elles, il est non moins fondamental que leur parallélisme se conserve au cours du temps et qu'il n'y ait pas de variation de leur distance autre que celle imposée par le système explorateur : ceci ne peut être obtenu qu'en donnant à la monture du F.-P. une rigidité assez grande pour que les forces $\mathrm{d}X$ provenant des chocs accidentels, des vibrations du sol, etc., soient incapables de produire un déplacement de la bande passante supérieur au dixième de sa largeur environ ; la force qu'il faut appliquer à la monture pour explorer q intervalles entre ordres doit être $N\,q$ fois plus grande que ces forces accidentelles (donc égale à 30 000 $\mathrm{d}X$ environ pour l'exploration de 100 ordres). On est ainsi conduit à l'application à une monture rigide de forces relativement grandes : il est délicat, dans ces conditions, d'éviter des déformations plus ou moins dissymétriques de la monture dont résulte une rotation des lames et la destruction du parallélisme.

Bref, l'exploration d'un grand nombre d'ordres conduit à des variations absolues du facteur d'exploration (pression, température, force) trop grandes pour être obtenues pratiquement et dans de bonnes conditions de stabilité et de réglage du F.-P.

Un deuxième facteur rend difficile l'exploration d'un grand nombre d'ordres : soient $X_2 - X_1$ et $\mathrm{d}X$ les variations du facteur d'exploration qui permettent, d'une part d'explorer q ordres

$$(\sigma_2 - \sigma_1 = q.\Delta\sigma = q.N.\delta\sigma),$$

d'autre part de déplacer la bande passante du dixième de sa largeur : si l'on désire que la définiance soit 10 fois supérieure à la résolvance, il faut que $\dfrac{X_2 - X_1}{\mathrm{d}X}$ soit égal à $10.q.N$, soit environ 30 000 pour une centaine d'ordres, 300 seulement pour un ordre. Bref, l'exploration continue

d'un grand nombre d'ordres exige du facteur d'exploration qu'à chaque instant il ne s'écarte pas de la valeur qui lui est attribuée par la loi d'exploration de plus de un trente-millième de l'amplitude totale de sa variation. Une vis micrométrique très soignée et de grande longueur paraît seule capable de fournir une telle précision relative ; il est en revanche assez facile, par plusieurs procédés, d'obtenir la précision relative de l'ordre de 300 qui correspond à l'exploration d'un seul ordre.

Les deux difficultés précédentes sont simultanément résolues par le *balayage en dents de scie* (cf. [11] et [6]) qui permet d'explorer un intervalle spectral d'étendue illimitée, sans déréglage du F.-P. et avec une excellente définiance, à la seule condition que le facteur d'exploration permette d'obtenir ces qualités lors de l'exploration d'un seul intervalle entre ordres. Son principe est le suivant :

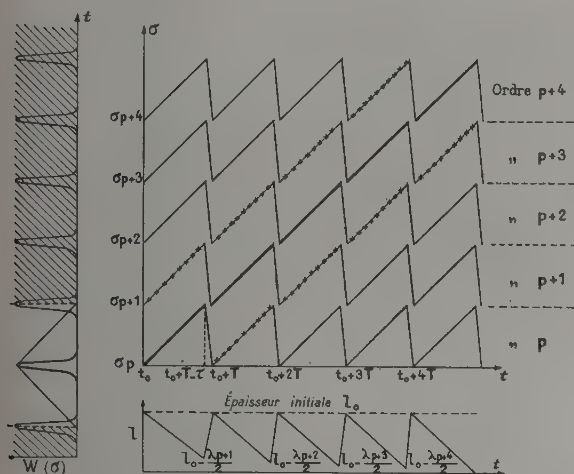


FIG. 9. — Principe du balayage en dents de scie : Le diagramme central montre la variation en fonction du temps du nombre d'ondes des radiations transmises sur les ordres p, $p + 1$, $p + 2$, $p + 3$, $p + 4$. En traits pleins la radiation transmise par le spectromètre (monochromateur plus F.-P.). En traits barrés les bornes de la bande passante du monochromateur à réseau.

Soient σ_p, σ_{p+1}, σ_{p+2} les radiations transmises par le F.-P. dans son état initial ; réglons le prémonochromateur de telle sorte qu'il transmette σ_p. Agissons sur l'épaisseur optique du F.-P. et sur le monochromateur de telle sorte que leurs bandes passantes atteignent simultanément la radiation σ_{p+1}. Sans toucher au monochromateur ramenons le F.-P. à son état initial : il transmet alors σ_{p+1} sur l'ordre $p + 1$ (par définition même de σ_{p+1}). Agissons à nouveau sur l'épaisseur optique du F.-P. : on atteint ainsi la radiation σ_{p+2} ce qui permet de revenir à nouveau à l'état initial du F.-P. L'épaisseur optique varie au cours du temps selon une loi en dent de scie, prenant les valeurs l_0, $l_0 - \frac{\lambda_{p+1}}{2}$; $l_0, l_0 - \frac{\lambda_{p+2}}{2}$; $l_0, l_0 - \frac{\lambda_{p+3}}{2}$; l_0, etc... aux temps t_0, $t_0 + T - \tau$, $t_0 + T$; $t_0 + 2T - \tau$, $t_0 + 2T$; $t_0 + 3T - \tau$, $t_0 + 3T$, etc. (T durée d'une dent de scie, τ durée du temps de retour à l'état initial).

Un tel procédé permet évidemment l'étude d'un intervalle illimité si l'on sait explorer un ordre sans déréglage du F.-P. ; une définiance égale à 10 fois la résolvance est obtenue avec un facteur d'exploration dont la valeur instantanée peut s'écarter de la loi théorique d'environ 1/300 de son amplitude maximum (ceci, bien entendu, à condition que le retour à l'état initial n'introduise pas d'erreurs d'exploration mais l'expérience a prouvé que cette condition est facile à satisfaire).

Seule une étude expérimentale poussée, exigeant l'essai de nombreux procédés d'exploration permettra de dire s'il est possible de se passer du balayage en dents de scie ; compte tenu des résultats expérimentaux actuels, un bon compromis consiste, semble-t-il, à revenir à l'état initial du F.-P. toutes les fois qu'une dizaine d'ordres, environ, ont été explorés.

e) EXPLORATION PAR LE SPECTROMÈTRE F.-P. INTÉGRAL. SYNCHRONISATION DES DIVERS ÉLÉMENTS. — Le spectromètre F.-P. intégral est constitué par l'association d'un monochromateur à réseau et d'un ou plusieurs F.-P. : les bandes passantes de ces divers éléments doivent, bien entendu, se déplacer en synchronisme : un écart même faible entre ces bandes passantes entraîne une perte de transparence ; des fluctuations de cet écart se traduisent par des fluctuations du facteur de transmission qui déforment le profil des courbes enregistrées et introduisent un bruit supplémentaire. Il est donc nécessaire que la synchronisation soit excellente, tout au moins pour ceux des éléments du spectromètre dont la résolution est voisine : c'est-à-dire que dans l'association d'un réseau et de deux F.-P., on peut être très tolérant sur l'entraînement du réseau, tandis qu'il est nécessaire, le calcul le montre, que la distance des bandes passantes des deux F.-P. ne dépasse jamais le vingtième environ de la bande passante du F.-P. monochromateur si on veut éviter des fluctuations de la transmission supérieures à 1 %. Ceci exige non seulement que les lois d'exploration théoriques soient identiques, mais aussi que les lois réelles s'écartent très peu de cette loi théorique commune.

Il existe en principe deux solutions : la première consiste à doter les deux F.-P. de deux systèmes explorateurs indépendants mais fournissant la même loi d'exploration théorique : les erreurs des deux systèmes s'ajoutent alors en valeur absolue : dans le cas favorable où le rapport des épaisseurs est grand, on montre néanmoins que seuls interviennent pratiquement les défauts du système

explorateur du F.-P. monochromateur ; en adoptant la règle énoncée plus haut, il faut que la définiance de ce F.-P. soit 20 fois supérieure à sa résolvance ce qu'il est très difficile d'obtenir.

La seconde solution consiste à doter les divers éléments d'un système explorateur commun ; c'est effectivement possible si le facteur d'exploration est du 1er type : par exemple l'intervalle spectral exploré par variation de la pression est indépendant de la nature et de la résolution du système interférentiel utilisé ; si les divers F.-P. et le réseau sont placés dans des enceintes communicantes, à toute variation de pression correspondent des déplacements identiques des diverses bandes passantes et les défauts du système d'entraînement qui produit la variation de pression n'entraînent aucune perturbation de la fonction de transmission. Considérons maintenant les procédés d'exploration du 2e type, dont l'exemple le plus courant est le déplacement mécanique d'une lame du F.-P. : le déplacement synchrone des deux bandes passantes exige que les déplacements des lames mobiles des deux F.-P. soient dans le rapport inverse des épaisseurs de ces F.-P. : un système explorateur entièrement commun provoquerait des déplacements identiques des 2 lames et ne convient donc pas : on peut cependant remarquer que la lame est déplacée de quelques microns sous l'action d'un système d'entraînement, vis ou came, dont le mouvement, de l'ordre de quelques millimètres, est nécessairement transmis à la lame par un système démultiplicateur : l'expérience prouve (cf. [6], XI) que celui-ci, s'il est bien conçu, n'introduit que des erreurs d'exploration tout à fait négligeables par rapport à celles provenant du système d'entraînement : si donc ce dernier est commun, mais agit sur les lames mobiles par l'intermédiaire de deux systèmes démultiplicateurs de rapports convenables, à tout mouvement du système d'entraînement, conforme ou non à la loi théorique, correspondent des déplacements identiques des deux bandes passantes.

Le problème de la synchronisation est ainsi résolu de façon satisfaisante, même dans le cas des procédés du 2e type.

Signalons cependant un procédé permettant d'augmenter notablement le domaine d'application de la méthode par variation de pression, dont on peut considérer qu'elle fournit actuellement le procédé le plus commode pour l'exploration synchrone par deux F.-P. : soit une chaîne de deux F.-P. d'intervalle spectral libre k fois plus étendu que l'intervalle spectral libre du F.-P. épais : il est aisé de voir que ce résultat peut être obtenu par l'addition au F.-P. épais d'un F.-P. monochromateur d'I. S. L. k/q fois plus mince, q étant un nombre entier compris entre 1 et $k - 1$ (cf. [6], IV) : dans ce dernier cas $l_2/l_1 = (k - 1)/k$] les intervalles psectraux libres des deux F.-P. sont très voisins. Or, on montre ([6], VIII) que le balayage en dents de scie est applicable dès que l'intervalle spectral explorable par variation de pression est égal non pas à l'intervalle spectral libre de la chaîne, mais à celui du F.-P. mince (à condition de resynchroniser les bandes au début de chaque dent de scie). Dans ces conditions on peut utiliser le balayage par pression et en dents de scie pour un spectromètre F.-P. intégral de résolution à peine supérieure à la résolution limite signalée précédemment à propos de l'exploration par un F.-P. unique.

Synchronisation initiale: Bien entendu, il faut, dans tous les cas, procéder à une mise en coïncidence des bandes passantes ; il y a pour cela intérêt à utiliser un facteur d'exploration qui ne soit pas celui dont on attend l'exploration du spectre.

Conclusion. — Cet article résume les principaux résultats de l'étude théorique et expérimentale d'un spectromètre F.-P. intégral. On voit que la généralisation de l'emploi du F.-P. à l'étude d'un spectre quelconque, riche en raies et de grande étendue spectrale, présente de nombreuses difficultés mais celles-ci trouvent des solutions satisfaisantes et qui conservent au F.-P. la plus grande part de ses avantages de résolution et de luminosité. Partant de ces conclusions, nous avons construit trois spectromètres F.-P. qui ont été décrits ailleurs.

Compte tenu de la supériorité d'autres appareils inventés récemment, et nous bornant aux cas où l'expérience a confirmé les espoirs de la théorie, nous pouvons attribuer au F.-P. les domaines d'emploi suivants :

Spectroscopie d'émission à très haute résolution, non seulement dans le visible et l'ultra-violet mais aussi dans l'infra-rouge.

Spectroscopie d'absorption à grande résolution.

Étude à toutes résolutions de spectres d'absorption ou d'émission de faible luminosité, mais seulement dans la région d'emploi des photomultiplicateurs.

RÉFÉRENCES

[1] Jacquinot (P.) et Dufour (Ch.) *J. Rech. C. N. R. S.*, 1948, **1**, 91.
Dufour (Ch.) : *Thèse*, Paris, 1949. (*Ann. Physique*, 1950).
Rupert (C. S.) : *Communication à l'OHIO States University Symposium*, Juin 1952.
Jacquinot (P.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, **44**, 761.
[2] Jacquinot (P.), *J. Physique Rad.* (N° du Colloque).
[3] Chabbal (R.), *J. Rech. C. N. R. S.*, 1953, **24**, 138 à 186
[4] Chabbal(R.), *J. Physique Rad.* (N° du Colloque).
[5] Chabbal (R.), *J. Rech. C. N. R. S.*, 1955, **33**, 352.
[6] Chabbal (R.), *Thèse*, Paris, 1957. A paraître dans la *Revue d'Optique* en 1958.
[7] Chabbal (R.), *J. Rech. C. N. R. S.*, juin 1957, 77.
[8] Kline, *Thèse*
[9] Chabbal (R.), *J. Physique Rad.* (N° du Colloque).

[10] Greenler (R. G.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1957, **47**, 120.
[11] Chabbal (R.) et Jacquinot (P.), *Nuovo Cimento*, novembre 1955, p. 661.
[12] Dupeyrat (R.) : *Thèse*, Paris, 1957.

DISCUSSION

J. H. Jaffé. — En plaçant seulement un réseau et *un* étalon Fabry-Perot en série j'ai obtenu, pour une limite de résolution d'environ 3/100 cm^{-1} une luminosité très suffisante.

R. Chabbal. — Nous avons tenté une expérience analogue à la vôtre (même résolution, même source, même réseau, un seul F.-P.) mais sans succès, probablement à cause de la qualité de notre récepteur. C'est ce qui nous a conduit à utiliser deux F.-P.

G. A. Vanasse. — R. G. Greenler, dans les expériences qu'il a effectuées dans la région de 10 microns a, lui aussi, été amené à utiliser deux F.-P.

EMPLOI DE FENTES COURBES POUR LA MISE EN SÉRIE D'UN RÉSEAU DE DIFFRACTION AVEC UN INTERFÉROMÈTRE FABRY-PEROT BALAYÉ PAR VARIATION DE PRESSION

Par Joseph G. HIRSCHBERG,
The University of Wisconsin, Madison, Wisconsin, U. S. A.

Résumé. — Dans le cas de certaines mesures à haute résolution, en absorption par exemple, la méthode habituelle développée par P. Jacquinot et autres qui utilise la partie centrale de la figure de Fabry-Perot peut occasionner une perte de lumière en raison de la géométrie du système. Par exemple avec un réseau f/10 à fente de sortie de 1 cm de haut, un Fabry-Perot de 50 mm de diamètre et une résolution désirée de 5.10^5, en absorption, la perte de lumière due à des raisons géométriques est de l'ordre de 4/5.
On montre que la situation peut, dans certains cas, être beaucoup améliorée par l'emploi de fentes courbes pour s'adapter à la courbure des anneaux d'interférence de Fabry-Perot.

Abstract. — In the case of certain high resolution measurements, absorption for instance, the usual method, developed by P. Jacquinot and others, of employing the central region of the Fabry-Perot pattern may result in a loss of light due to geometry. For instance, with an f/10 grating with a 1 cm high exit slit, a 50 mm diameter Fabry-Perot, and a desired resolution of 5×10^5 in absorption, the light loss due to geometry is of the order of 4/5.
It is shown that the situation can be much improved in certain cases by employing curved slits to match the curvature of the Fabry-Perot interference rings.

La technique utilisant un changement de pression du gaz entre les lames d'un interféromètre Fabry-Perot en vue de l'emploi d'un dispositif photoélectrique pour l'analyse spectroscopique, a gagné récemment des applications étendues.

Dans le cas d'un problème où il est important d'avoir une résolution relativement élevée et aussi de supprimer des radiations voisines par exemple dans un spectre d'absorption, l'utilisation du Fabry-Perot balayé par pression est plutôt compliquée. Dans ce cas si le spectre doit être non ambigu, l'interféromètre doit être mis en série avec un autre monochromateur tel qu'un réseau de diffraction en vue d'éliminer les ordres indésirables.

Supposons que le problème posé demande une certaine limite de résolution à laquelle nous pouvons attribuer la valeur $\delta\sigma$. L'interféromètre Fabry-Perot a une finesse F qui peut être définie comme le rapport du domaine spectral libre, R_σ, à la limite de résolution $\delta\sigma$. La finesse, qui en réalité doit être considérée comme une caractéristique de mérite de l'interféromètre, est indépendante de la distance optique entre les lames μt et dépend de la planéité des lames et de la réflectance de leurs couches. Dans de nombreux cas F est limitée seulement par le manque de planéité des lames puisque les couches multiples diélectriques modernes fournissent des valeurs de réflectance suffisamment hautes dans une grande partie du spectre. Avec une paire donnée de lames d'interféromètre le F maximum qu'on peut obtenir dans une région particulière du spectre est par conséquent fixé. Puisque $R_\sigma = F\,\delta\sigma$, le domaine spectral libre nécessaire pour l'interféromètre est déterminé par la résolution demandée et la qualité des surfaces de l'interféromètre.

Ce travail a été subventionné par l'Office of Ordnance Research, United States Army et par le Wisconsin Alumni Research Foundation.

En vue d'éliminer les ordres indésirables du Fabry-Perot, le pré-monochromateur doit avoir, à la sortie, une bande passante de largeur de l'ordre de R_σ, plutôt moins habituellement. Dans la disposition habituelle de l'interféromètre Fabry-Perot avec un pré-monochromateur, les images des franges d'interférence et de la fente de sortie S du pré-monochromateur coïncident en S' (cf. *fig.* 1).

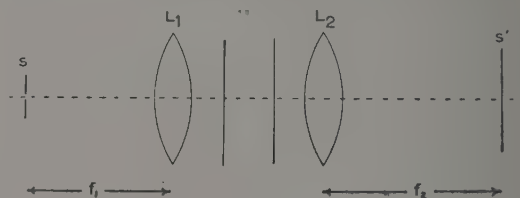


Fig. 1.

En supposant un maximum au centre, la répartition des anneaux d'interférence est donnée avec une bonne approximation par

$$\theta_n = \sqrt{\lambda/\mu t}\,\sqrt{n} \tag{1}$$

où θ_n est le demi-angle sous-tendu par le n^{ieme} anneau, vu de l'interféromètre, n est le numéro d'ordre de l'anneau à partir du centre de la figure et λ est la longueur d'onde dans le vide de la lumière interférente. Pour de petits angles θ_n :

$$r_n = f_2\sqrt{\lambda/\mu t}\,\sqrt{n}. \tag{2}$$

Si l'on veut employer la partie centrale de l'interférogramme, une fraction d'ordre depuis le centre correspondant à la résolution du Fabry-Perot doit être utilisée et ceci est donné très approximativement par l'inverse de la finesse $1/F$. Ceci signifie que l'ouverture de sortie consiste en un petit trou circulaire de diamètre r_f où

$$r_f = f_2/\sqrt{\sigma\mu\, tF}$$

avec $\sigma = 1/\lambda$. (cf. figure 2).

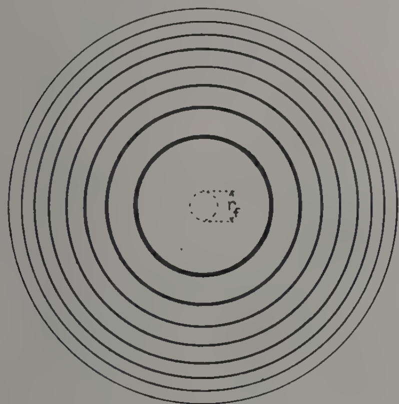


Fig. 2.

Or

$$F = R_\sigma/\delta\sigma \quad \text{et} \quad R_\sigma = 1/2\mu t$$

de sorte que $F = \dfrac{1}{2\mu t\ \delta\sigma}$ et $r_f = f_2\sqrt{2\delta\sigma/\sigma}$. Le diamètre du trou de sortie est alors donné par :

$$d_2 = 2f_2\sqrt{2\delta\sigma/\sigma}. \tag{3}$$

On note que le diamètre de l'ouverture de sortie est indépendant de la finesse F de l'interféromètre. Évidemment si la finesse est très faible, ce qui est le cas pour de mauvaises lames ou de mauvaises couches, la fente de sortie du monochromateur doit être très étroite ce qui limite le flux de lumière, et la réciproque est vraie. Ce trou est l'ouverture de sortie du système Fabry-Perot et l'ouverture d'entrée est son image sur la fente du monochromateur. Le diamètre de l'ouverture d'entrée d_1, est donné par :

$$d_1 = 2f_1\sqrt{2\delta\sigma/\sigma} \tag{4}$$

qui dépend seulement de la distance focale f_1 du collimateur du Fabry-Perot et de la résolution demandée. On remarque qu'il est indépendant de la distance focale de l'objectif f_2 et de l'épaisseur optique μt de l'interféromètre. Pour ne pas perdre de lumière venant du monochromateur, le diamètre d_1 de l'ouverture d'entrée de l'interféromètre doit être au moins aussi grand que la hauteur de la fente de sortie du monochromateur. Le but de la première partie de cette communication est de montrer que dans certain cas, il n'en est rien.

Dans un problème typique, $\delta\sigma/\sigma$ est de l'ordre de 2.10^{-6}. Sur la formule (4) nous remarquons que pour ne pas perdre de lumière $f_1 = 250\ d_1$. Si la fente de sortie du monochromateur a 1 cm de haut, alors f_1 devrait être au moins de 2,5 m. Ceci est très possible, mais la lumière est aussi limitée par la dimension des lames de l'interféromètre et si le spectrographe primaire est à $F/10$, le diamètre de l'interféromètre devrait être de 25 cm ! Si des lames de format courant, à ouverture effective de 50 mm, sont utilisées, la perte de lumière serait de 80 %.

Le remède immédiat à cette situation est, évidemment, d'utiliser des lames d'interféromètre plus grandes. Cependant c'est l'expérience faite par l'auteur que même des lames de 50 mm de bonne qualité sont difficiles à obtenir et des lames plus grandes seraient d'un prix prohibitif. D'autres remèdes font appel à un instrument prédispersif à moindre dispersion ou à une fente de sortie petite mais aucune de ces solutions n'améliore vraiment la situation puisqu'elle implique aussi une perte de lumière...

Une autre façon de supprimer cette perte de lumière est l'emploi de fentes courbes dans le monochromateur prédispersif qui doit, bien sûr, être stigmatique. La situation en S′ est alors comme le montre la figure 3. L'image de la fente,

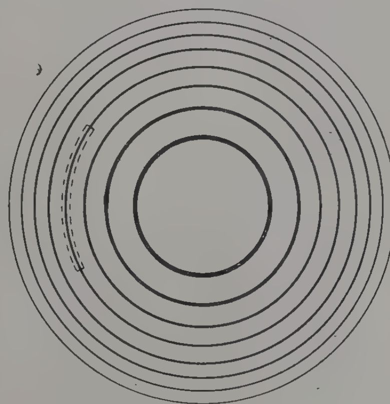


Fig. 3.

très exagérée en largeur, est représentée superposée au système d'anneaux de Fabry-Perot. Le principe est ici essentiellement le même que lorsque le centre est utilisé, excepté que la région au voisinage de $n = 4$ (sur le cas figuré) est prise à la place de celle où $n = 0$.

Considérons l'exemple donné ci-dessus. A

20 000 K par exemple, une résolution de 5.10^5 signifie une limite de résolution de 40 mK. En supposant une finesse F de 25, cela veut dire que $R_\sigma = 1$ Kayser.

Les cales t sont alors de 0,5 cm. Supposons que le pré-monochromateur ait une dispersion de 2 Å/mm ou 8K/mm. Avec un domaine spectral libre de 1 K, la fente doit être ouverte à 40 μ soit 0,04 mm pour éviter l'interférence avec d'autres ordres.

Pour fixer les idées supposons que $f_1 = f_2 = 50$ cm. Alors la position des franges calculée d'après la formule 2 sera telle que l'indique le tableau ci-dessous. Près de la 5ème frange,

$$r_n - r_{n-1} = 1 \text{ mm}$$

et l'image de la fente a 0,04 mm de largeur, soit 1/25 d'ordre, ce qui correspond à la valeur prise pour la finesse.

Ainsi le flux total venant de la fente du monochromateur est accepté par le Fabry-Perot et, à part de petites pertes dues à l'emploi de la partie non centrale de la figure, le gain de lumière de 5 est obtenu par l'emploi de fentes courbes.

Quand on considère l'emploi de cette méthode dans un problème particulier, chaque cas doit être étudié en tenant compte d'arguments semblables à ceux retracés ici. La décision dépendra de la configuration en présence : ouverture numérique et hauteur de fente du monochromateur, limite de résolution désirée et dimension et finesse de l'interféromètre.

Un exemple de spectre obtenu est donné figure 4. Il fait partie d'une série de spectres d'absorption utilisés pour mesurer le rapport D_1/D_2 du sodium en fonction du nombre d'atomes absorbants sur le trajet de la lumière.

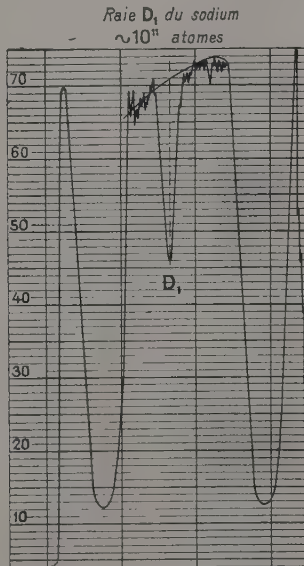


Fig. 4. — Raie D_1 du sodium.

DISCUSSION

R. Chabbal. — Votre méthode est certainement intéressante dans beaucoup de cas, car elle permet sans grande complication de limiter les pertes d'étendue dues à la présence du monochromateur. Cependant elle présente quelques inconvénients, dont les suivants :

1) Les caractéristiques du système optique adaptant le monochromateur au F.-P. sont à modifier non seulement lorsqu'on change la résolution du F.-P., mais aussi lorsqu'on fait varier le rapport de la résolution du monochromateur à la résolution du F.-P. Dans le cas où le spectromètre étudie des structures hyperfines, il n'y a aucun lien entre ces deux résolutions et l'emploi de votre méthode exigerait un changement très fréquent du système optique. En revanche, dans le cas d'un spectromètre intégral, le rapport de ces deux résolutions est constant et cet inconvénient disparaît.

2) La perte d'étendue due à l'emploi d'une fraction d'anneau ne comporte aucune contrepartie ; au contraire, celle qui est subie lorsque seule une fraction de la surface est utilisée s'accompagne d'un gain de finesse limite, donc de transparence et de finesse enregistrée.

3) Enfin, et ceci me paraît être la limitation principale de la méthode du diaphragme annulaire, la source fournit dans la plupart des cas (astronomie, effet Raman, cuves d'absorption) une étendue à symétrie de révolution. Un diaphragme annulaire n'en accepte qu'une très faible fraction, ce qui impose l'utilisation de sources d'étendue très supérieure à celle du F.-P. ; c'est ainsi que pour un spectromètre intégral de résolution quelconque, l'étendue à fournir est celle d'un F.-P. à trou isolateur de résolution égale à 2 000 environ : elle est donc considérable et rarement possible à obtenir sauf si le F.-P. est de petit diamètre. Le gain d'étendue espéré peut donc être illusoire.

H. Kuhn. — L'utilisation des anneaux extérieurs au lieu du centre de la figure d'interférences cause une perte de résolution et surtout de contraste à cause des effets de diffraction. Cet effet peut dans quelques cas, mais pas dans tous, être tout à fait notable. On perd ainsi un avantage appréciable de la méthode d'enregistrement axiale sur la méthode photographique.

D. A. Jackson. — Cet effet est particulièrement important dans le cas d'étalons épais. Avec un étalon de 8 cm d'épaisseur, en utilisant le premier anneau et en tenant compte seulement des 40 premiers faisceaux, à une ouverture de 1 cm devant l'étalon correspond une ouverture de 2 cm à la sortie.

J. C. Hirschberg. — Dans notre cas, le F.-P. était beaucoup moins épais et les franges n'étaient pas élargies de façon appréciable par l'effet de diffraction.

P. I. Treanor. — Signalons que l'élargissement par diffraction peut devenir considérable quand le monochromateur, de faible ouverture, est placé après l'étalon, ce qui est quelquefois le cas en spectroscopie d'absorption. Il faut alors placer le monochromateur devant le F.-P.

TECHNIQUES INTERFÉROMÉTRIQUES DANS L'OBSERVATION SOLAIRE

Par P. J. TREANOR S. J.,
University Observatory, Oxford, Grande-Bretagne.

Résumé. — Les problèmes rencontrés dans l'utilisation de l'interféromètre de Fabry-Perot en spectroscopie solaire sont rappelés ; l'application à la chromosphère est plus spécialement développée. Les difficultés proviennent ici de ce que la chromosphère est une couche très mince et relativement peu brillante, s'étendant sur environ 10 secondes d'arc, au bord du disque solaire très brillant et scintillant. La présence d'un spectre intense de lumière diffusée pose des problèmes analogues à ceux rencontrés dans l'étude interférométrique de la photosphère et résolus de la même façon.

Des systèmes de franges des raies H_α, H_β, D_3 et H et K du calcium ont été obtenus et le profil de la raie λ 5 876 Å de l'hélium a été étudié avec une résolution effective de 10^5.

Un petit spectrographe Hilger, avec une fente très étroite, a été utilisé, en série avec un étalon de Fabry-Perot. La fente est placée tangentiellement au disque solaire ; les raies, qui apparaissent pointillées, traversent toute l'épaisseur de la chromosphère ; elles contiennent tous les renseignements nécessaires sur la variation du profil en fonction de l'altitude. Des méthodes relativement simples d'analyse photométrique et d'interprétation de ces franges ont été développées ; elles peuvent être intéressantes dans l'étude interférométrique d'autres sources non uniformes.

Abstract. — Problems involved by the use of Fabry-Perot interferometer in solar spectroscopy are reviewed ; application to the chromosphere is emphasized. Difficulties here arise from the fact that the chromosphere is an extremely narrow and relatively faint layer, some 10 seconds of arc in breadth, bordering the extremely bright and scintillating solar limb. The presence of a heavy scatter spectrum creates difficulties analogous to these encountered in photospheric interferometry and overcome in a similar way.

Fringe systems of H_α, H_β, D_3 and H and K calcium lines were obtained, and the profile of the He line λ 5 876 Å was studied with an effective resolving power of 10^5.

A small Hilger spectrograph with a very narrow slit was used in series with a Fabry-Perot etalon. The slit was placed tangentially to the solar limb ; the resulting stitch-like fringes, crossing the whole of the chromosphere, coutain a complete account of the variation of the profile with height. Relatively simple methods have been developed for the accurate photométric analysis and interpretation of this type of fringe system, and these may prove of interest in the interferometric observation of other non-uniform sources.

De nombreux et importants problèmes de la physique de l'atmosphère solaire auraient été résolus depuis longtemps, à l'aide des techniques classiques de la spectroscopie interférométrique, si l'atmosphère solaire n'était pas une source excessivement compliquée et d'un type très malcommode à maints égards. Elle comprend la photosphère, très brillante, avec le spectre d'absorption de Fraunhöfer caractéristique, bordée par la haute et la basse chromosphère, chacune avec son spectre d'émission particulier, le tout s'étendant seulement sur 10″ au bord du disque solaire, beaucoup plus brillant, et présentant une variation de structure en fonction de l'altitude. Au delà s'étendent les protubérances, irrégulières et changeantes, et la couronne, très étendue mais excessivement peu brillante. L'observation interférométrique de ces spectres présente dans chaque cas particulier, ses difficultés propres. Dans cette brève communication, je pourrai seulement les rappeler et citer quelques méthodes pour les résoudre.

L'observation interférométrique de la photosphère est relativement facile ; elle fut utilisée par Fabry et Perot eux-mêmes dans leur travail de précurseurs. Dans le domaine des résolutions élevées, elle présente les difficultés propres à la spectroscopie interférentielle d'absorption, avec une limitation principale : l'intervalle entre ordres de l'étalon doit être supérieur à la limite de résolution du spectrographe, ce qui limite la résolution utilisable. Un système, dans lequel l'étalon est placé au delà du plan focal de l'objectif, que j'ai décrit il y a quelques années [1], a été utilisé, sous une forme très élaborée, par Adam entre autres, spécialement pour des mesures d'effet Einstein. Il possède quelques avantages propres quand il s'agit de mesures absolues de longueurs d'ondes solaires. On peut dire que les techniques interférométriques applicables à la photosphère sont maintenant bien connues ; pendant les dix dernières années, des travaux nombreux et fructueux ont été menés à bien concernant les profils de raies et la mesure de petits déplacements des raies solaires.

Les autres spectres solaires ont présenté des difficultés d'observation beaucoup plus grandes. La luminance très faible de la couronne a rendu les observations interférométriques impossibles en dehors des éclipses. Jusqu'ici les seules bonnes

photographies interférentielles sont celles obtenues par Jarrett et Von Klüber pendant l'éclipse de 1952 [2] ; elles confirment les températures électroniques atteignant 2 000 000° nécessaires pour expliquer l'ionisation à des niveaux élevés caractérisée par les spectres de raies. La spectroscopie interférentielle des protubérances est compliquée par leur irrégularité mais le travail de McMath Hulbert avec une échelle de Harrison [3] montre que les difficultés ne sont pas insurmontables.

Jusqu'à ces temps derniers, il y a eu peu de tentatives pour observer interférométriquement le spectre de la chromosphère, en dépit du besoin de mesures précises de largeurs de raies pour régler les questions de température, vitesse de turbulence, densité et mode d'excitation prédominants dans cette partie de l'atmosphère solaire. Les spectres interférométriques obtenus par Bruck et Jackson en 1952, pendant l'éclipse totale, ont été partiellement satisfaisants, et très instructifs quant aux conditions de travail pour les observations interférométriques futures [4]. Les difficultés d'observation de la chromosphère, particulièrement en dehors des éclipses, sont nombreuses. C'est une couche dont l'épaisseur apparente atteint seulement 10″, voisinant immédiatement le disque solaire beaucoup plus brillant, ce qui superpose un spectre de diffusion intense au spectre simple de raies d'émission de la chromosphère. De plus, la structure et l'intensité des raies varie rapidement avec l'altitude, et ces variations, que nous voulons déterminer, imposent des conditions spéciales au système optique utilisé pour étudier les franges. La présence du spectre intense de la lumière diffusée rend nécessaire de traiter les spectres chromosphériques comme des spectres d'absorption. Ceci impose, avec un petit spectrographe, d'utiliser une fente fine pour réduire le rapport de la lumière diffusée à la raie étudiée. Avec un dispositif remplissant ces conditions, j'ai obtenu récemment des spectres interférentiels de la raie D_3 de He et de la série de Balmer, avec la tour solaire de 35 m d'Oxford et des étalons fortement argentés de 1 mm et 0,5 mm d'épaisseur [5]. En raison de l'étroitesse de la fente, les franges apparaissent comme des pointillés ; elles s'étendent sur environ 5 000 km de la chromosphère. Les figures (voir *Mon. Not. Roy. Ast. Soc.*, référence [5]) montrent les systèmes de franges de H_α, D_3 et H_β.

Il est possible de déduire de ce type de franges des profils de raies précis. Leur étroitesse oblige à mesurer les intensités à diverses altitudes par exploration transversale au microphotomètre. L'intensité mesurée en chaque point d'une frange correspond à l'intensité solaire pour une altitude donnée dans la chromosphère et pour une longueur d'onde connue. Pour obtenir le profil complet à une altitude donnée, on établit d'abord les courbes d'intensité I en fonction de l'altitude pour une série de franges. De celles-ci, on peut déduire une série de courbes de I en fonction de l'altitude pour une série de longueurs d'ondes recouvrant la raie. Par interpolation pour une altitude quelconque, on peut en déduire les valeurs de I pour les différentes longueurs d'ondes, ce qui donne le profil cherché. J'ai analysé ainsi la raie de He, et Clube la raie H_α ; il ressort de ces mesures que la raie de He est élargie presque entièrement par la turbulence chromosphérique, avec des vitesses de l'ordre de 17 km/s, tandis que la raie H_α est élargie par autoabsorption et montre même un début de renversement.

Quoique le soleil soit un type de source très particulier, les techniques employées pourraient être utilisées au laboratoire pour étudier les spectres de sources présentant des variations rapides et systématiques, ou des raies faibles superposées à un spectre de diffusion intense. Ces conditions sont vraisemblablement celles de l'étude de l'arc électrique.

RÉFÉRENCES

[1] Treanor (P. J.), *Nature*, 1948, **162**, 885.
[2] Brück (H. A.) et Jackson (D. A.), *Proc. Roy. Soc.*, 1953, A **216**, 183.
[3] McMath (R. R.), *The Sun* (ed. G. K. Kuiper), Chicago, 1953, 615.
[4] Jarrett (A. H.) et Von Kluber (H.), *Mon. Not. Roy. Ast. Soc.*, 1955, **115**, 342.
[5] Treanor (P. J.), *Nature*, 1955, **176**, 1167 ; *Mon. Not. Roy. Ast. Soc.*, 1957, **117**, 22.

DISCUSSION

P. Fellgett. — Ne s'introduit-il pas un cercle vicieux dans la méthode de réduction qui vient d'être décrite par suite de l'hypothèse qu'il est possible de localiser le centre d'une raie dans des conditions telles que l'intensité de la source varie fortement selon la direction de la dispersion effective ?

P. J. Treanor. — La détermination de l'échelle des longueurs d'onde se fait au moyen d'un système de franges de référence et non pas des raies chromosphériques qui sont trop larges pour cela et qui ont leur centre déplacé à cause de la variation rapide avec la hauteur. De toutes façons il est suffisant pour faire la réduction d'identifier les points correspondants des profils de franges successives et ceci peut se faire simplement en connaissant l'intervalle entre ordres. Nous avons donc des vérifications indépendantes des relations de longueur d'onde impliquées dans la résolution.

L'ÉTALON DE FABRY-PEROT SPHÉRIQUE

Par P. CONNES,
Laboratoire de Bellevue.

Résumé. — On peut réaliser un interféromètre de Fabry-Perot au moyen de deux lames sphériques formant un système afocal. Cet interféromètre, utilisable dans un spectromètre photoélectrique, possède les mêmes intervalle spectral libre, transparence, finesse, contraste, et pouvoir de résolution théorique que le Fabry-Perot plan d'épaisseur double. Mais l'étendue du faisceau utilisable est *proportionnelle* à la résolution au lieu de lui être *inversement proportionnelle* et la luminosité du système devient supérieure à celle du Fabry-Pérot plan pour des pouvoirs de résolution très élevés (de l'ordre de quelques millions). Le Fabry-Perot sphérique paraît utile pour l'étude de raies de quelques millikaisers de large. On pourrait également l'employer comme monochromateur pour créer des raies artificielles plus fines que les raies naturelles.

Abstract. — A Fabry-Perot interferometer can be made with two spherical surfaces, forming an afocal system. This interferometer can be used in a photoelectric spectrometer; it has the same transmission, contrast, sharpness free spectral range and theoretical resolving power as a plane Fabry-Perot of double thickness. But the " étendue " (product of surface by solid angle) of the beam is *proportional* to the resolving power instead of being *inversely* proportional, and the luminosity of the system becomes greater than that of the plane Fabry-Perot for very high values (several millions) of the resolving power. The spherical Fabry-Perot seems to be useful for studying lines whose width is only a few millikaisers. It could equally be used as a generator of artificial lines narrower than natural ones.

Nous commencerons par une étude des propriétés de l'étalon de Fabry-Perot sphérique (FPS) déjà sommairement décrit dans une précédente publication [1]. Nous envisagerons ensuite quelques applications possibles, et donnerons les résultats des premières expériences.

I. **Description et propriétés générales.** — C'est un système afocal de grandissement unité formé de deux miroirs sphériques concaves identiques centrés chacun sur le sommet de l'autre. L'épaisseur e du système est donc égale au rayon de courbure. Les lames sphériques limitées par des diaphragmes circulaires de diamètre D sont totalement réfléchissantes (donc opaques) sur la moitié de leur surface et semi-transparentes sur l'autre (*fig.* 1).

Un rayon incident quelconque rencontre les deux miroirs en M_1 et M_2. M_1 se trouve nécessairement sur le demi-cercle transparent du miroir 1 ; par contre M_2 peut être situé soit sur le demi-cercle transparent du miroir 2 (rayon du type a, figure 1 en haut), soit sur son demi-cercle opaque (rayon du type b, figure 1 en bas). Un rayon incident unique (a ou b) donne une infinité de rayons sortants *confondus* (et non pas seulement *parallèles*, comme ce serait le cas avec un étalon de Fabry-Perot plan (FPP)), qui suivent à l'intérieur de l'étalon des trajets identiques $M_2 N_1 N_2 M_1 M_2$. La différence de marche δ_0 entre deux rayons successifs est constante et égale à $4e$ dans l'approximation de Gauss, aussi bien pour les rayons a que pour les rayons b ; il n'y a donc pas lieu de traiter séparément ces deux types de rayons.

Un tel système peut être considéré comme un *filtre*, de même qu'un étalon FPP employé sous l'incidence normale ; il peut donc remplacer un FPP dans un spectromètre photoélectrique. Par contre ce n'est pas un *disperseur*, et il n'est pas utilisable dans les applications spectroscopiques du Fabry-Perot qui emploient la photographie des anneaux d'interférence.

Si l'on néglige l'absorption des couches réfléchissantes opaques (qui peut être obtenue inférieure à 1 % dans le visible et l'infra-rouge), la transparence, le contraste et la finesse N du FPS sont identiques à celles du FPP muni des mêmes couches semi-réfléchissantes (1). Le pouvoir de résolution théorique $\mathcal{R}_0 = 4Ne/\lambda$, la limite de résolution

$$\delta\sigma = 1/4Ne$$

et l'intervalle spectral entre ordres

$$\Delta\sigma = 1/4e = N\delta\sigma$$

sont les mêmes qu'avec un FPP d'épaisseur *double*.

Mais les lois qui donnent la variation de l'étendue U du faisceau en fonction de $\mathcal{R}_0$ sont totalement différentes pour les deux instruments. Ces lois pouvant elles-mêmes dépendre de l'ordre de grandeur des résolutions cherchées, nous examinerons successivement deux types d'applications possibles.

(1) Il est également possible de munir l'interféromètre de couches semi-réfléchissantes uniformes [1]. Dans ce cas l'étendue utilisable est doublée mais on montre que la transparence est divisée par 2 de sorte que la luminosité reste la même. D'autre part la finesse est divisée par 2 et le contraste par 4. Cette disposition, de réalisation plus facile, est donc moins avantageuse en principe. Elle suffira cependant dans de nombreux cas.

La première est l'étude des structures hyperfines et des formes de raies. Nous proposerons ensuite, en appendice, d'utiliser le FPS pour produire des raies artificielles de largeur inférieure à celle des raies naturelles.

II. — **Application à l'étude des structures hyperfines et des formes de raies.** — Ces études se font généralement au moyen d'étalons FPP de quelques centimètres d'épaisseur. La plus petite limite de résolution atteinte jusqu'ici paraît l'avoir

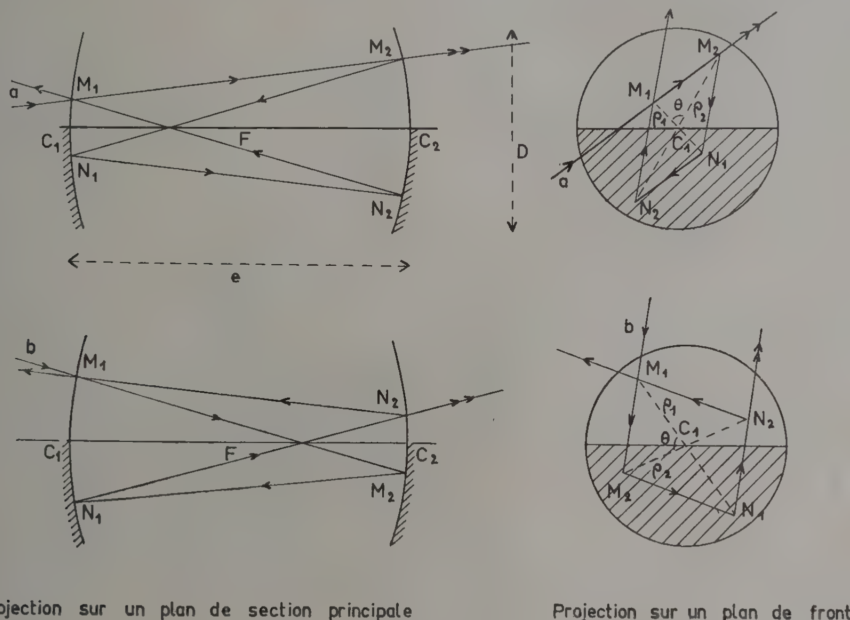


FIG. 1.

été par D. A. Jackson et H. Kuhn [2], avec un étalon plan de 11 cm d'épaisseur et un jet atomique en absorption, sur la raie $\lambda = 7\,699$ Å du potassium. La séparation des composantes résolues les plus voisines était 2,9 mK correspondant à une résolution effective $\mathcal{R} = 4{,}5\ 10^6$.

a) COMPARAISON DES ÉTENDUES UTILISABLES AVEC UN FPS ET UN FPP. — Rappelons les facteurs qui déterminent l'étendue du faisceau accepté par un monochromateur FPP. Cette étendue

$$U_p = S\,\Omega \qquad (1)$$

dépend de la surface S des lames (qui n'est limitée par aucune considération théorique) et de l'angle solide Ω du diaphragme circulaire à l'infini. Ω doit rester assez petit pour que la variation

$$\Delta_p = -\,e_p\,i^2 \qquad (2)$$

de la différence de marche entre deux rayons interférents successifs, d'incidence i, reste tolérable. Si l'on choisit les conditions généralement les plus favorables, et dont il n'est pas possible de s'écarter beaucoup, correspondant au maximum du produit Luminosité × Résolution à épaisseur donnée, et dont on montre [3] qu'elles donnent un pouvoir de résolution réel $\mathcal{R} = 0{,}7\,\mathcal{R}_0$, on est conduit à tolérer pour le rayon le plus incliné $\Delta_{p\max} = -\lambda/N$ ce qui entraîne une valeur de Ω telle que :

$$\Omega\,\mathcal{R}_0 = 2\pi \qquad (3)$$

et une étendue :

$$U_p = (2\pi/\mathcal{R}_0)\,S \qquad (4)$$

Ω et U varient donc en sens inverse de $\mathcal{R}_0$; en d'autres termes le produit Luminosité × Résolution est constant (indépendant de e_p.). Cette propriété est d'ailleurs commune à tous les types connus de monochromateurs.

Les relations (3) et (4) ne font pas intervenir N. Mais il ne faut pas oublier que S est pratiquement limité par la valeur de N que l'on veut obtenir, à cause d'inévitables défauts macroscopiques de surface (tels, en particulier, qu'une légère courbure plus ou moins régulière). La finesse limite N_l (obtenue avec des couches de pouvoir réflecteur tendant vers 1) et S varient toujours en sens inverse (cette question sera étudiée au cours du Colloque [4]). Afin de fixer les ordres de grandeur nous dirons qu'une finesse effective $N = 25$ peut être obtenue de façon assez courante à $\lambda = 0{,}5\ \mu$ avec des lames de 5 cm de diamètre.

L'étendue du faisceau reçu par le FPS est déterminée par les surfaces utilisées sur les deux lames

(soit un demi-cercle sur la première et un cercle sur la seconde) :

$$U_s = \frac{32}{\pi^2}\frac{D^4}{e^2} \qquad (5)$$

et la valeur de D est limitée par les aberrations du troisième ordre. En effet, la valeur exacte de la différence de marche δ entre deux rayons interférents successifs dépend du rayon incident dont ils sont issus ; elle vaut : $\delta = \delta_0 + \Delta_s$

avec $$\Delta_s = -\rho \ \rho_2^2 \cos 2\theta / e^3 \qquad (6)$$

expression jouant le même rôle que (2) pour le FPP ; ρ_1 et ρ_2 sont les distances $C_1 M_1$ et $C_2 M_2$ et θ l'angle des plans de section principale passant par M_1 et M_2.

Le calcul, assez compliqué, de l'élargissement de la fonction d'appareil dû à l'existence de Δ_s conduit aux conclusions suivantes : Si l'on tolère la même perte de résolution que dans le cas du FPP, soit $\mathcal{R} = 0{,}7\,\mathcal{R}_0$, il faut prendre $\Delta_{s\max} = \pm\, 2\lambda/N$ pour les rayons les plus aberrants (caractérisés par $\rho_1 = \rho_2 = D/2$ et $\cos 2\theta = \pm 1$), ce qui détermine la valeur de D :

$$D = \left(\frac{32}{N}\lambda\, e^3\right)^{1/4}. \qquad (7)$$

Cette relation conduit toujours, pour les valeurs de e pratiquement utilisables, à des diamètres D de quelques millimètres, de réalisation très facile.

L'étendue correspondante

$$U_s = \frac{\pi^2}{N}\lambda\, e = \frac{\pi^2}{4N^2}\lambda^2 \mathcal{R}_0 \qquad (8)$$

est donc pour toute valeur de e, $\mathcal{R}_0$ ou N, déterminée par des considérations *uniquement théoriques*. Elle est, à λ et N donnés, proportionnelle à e ou à $\mathcal{R}_0$. Cette propriété remarquable fait du FPS un monochromateur dans lequel c'est le *quotient* Luminosité/Résolution qui est constant. Il convient naturellement de noter que le FPS n'est pas réglable en épaisseur, et que des valeurs différentes de $\mathcal{R}_0$ exigent des paires de lames différentes tandis que le produit Luminosité × Résolution constant caractéristique du FPP est obtenu avec une paire de lames *données*, de surface constante, dont on fait varier seulement la distance.

Les deux expressions (4) et (8) laissent prévoir que l'étendue U_s devient toujours supérieure à l'étendue U_p d'un FPP de diamètre donné pour des résolutions suffisamment élevées. On peut définir un gain d'étendue (et de luminosité)

$$G = \frac{U_s}{U_p} = \frac{\pi}{8N^2}\frac{\lambda^2}{S}\mathcal{R}_0^2 \qquad (9)$$

obtenu en remplaçant un FPP de surface S donnant une résolution $\mathcal{R}_0$ avec une finesse N, par un FPS équivalent (c'est-à-dire d'épaisseur moitié, de mêmes $\mathcal{R}_0$ et N, et dont le diamètre D, donné par (7) est toujours facilement réalisable.

On obtient un résultat plus simple en cherchant le diamètre D' du FPP d'épaisseur e' donnant la même étendue que le FPS équivalent :

$$D' = 1{,}4\, e'. \qquad (10)$$

Si l'on dispose d'un FPP de diamètre $D_0 = 5$ cm donnant une finesse suffisante pour le problème à traiter, on voit qu'il n'est intéressant de le remplacer par un FPS que si l'épaisseur e' nécessaire dépasse 3,5 cm, valeur pour laquelle G, qui croît comme le carré de l'épaisseur, passe par la valeur 1.

Remarque. — Cette comparaison est fondée sur la seule considération de la résolution, définie par la largeur à mi-hauteur de la fonction d'appareil ; il convient d'ajouter que la forme de cette fonction est un peu différente pour les deux instruments.

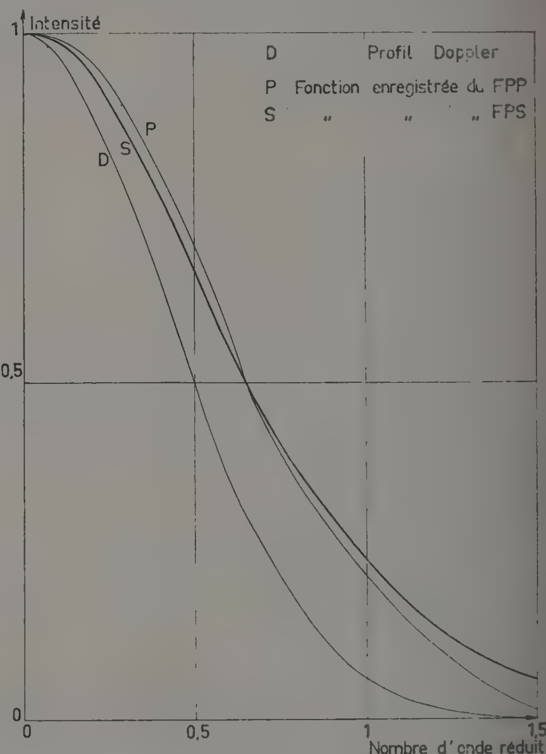


Fig. 2.

A titre d'exemple la figure 2 représente les formes calculées pour la fonction enregistrée avec un FPS et un FPP lorsque la raie a un profil Doppler de largeur très supérieure à la limite de résolution théorique, de sorte que la seule cause d'élargissement est la variation de la différence de marche à l'intérieur de l'étendue finie employée avec les deux instruments. L'élargissement est pris dans les deux cas égal à 1,3 (conditions dans lesquelles

l'expression (10) est encore valable). En adoptant un élargissement plus faible les deux fonctions P et S se rapprochent l'une de l'autre et de G.

b) APPLICATIONS. — Ces quelques considérations nous permettent de fixer le domaine d'utilisation du FPS : celui des limites de résolution instrumentales de l'ordre du millikaiser. Il semble que deux types de problèmes justifient l'emploi de telles résolutions. D'une part, l'étude précise du profil de raies ayant une largeur assez supérieure (de l'ordre de 10 à 20 mK), dans des buts métrologiques par exemple. Il est en effet, dans ce cas, nécessaire que la limite de résolution instrumentale soit très inférieure à la largeur de raie. D'autre part, l'étude des structures hyperfines avec un jet atomique (²).

La largeur des structures étudiées, et celle du fond continu nécessaire pour utiliser le jet atomique en absorption, sera, dans la plupart des cas, trop grande pour l'intervalle spectral libre d'un seul étalon, et il faudra placer deux étalons en série. Cette obligation existe déjà avec le FPP, et le problème a été traité complètement ailleurs [5]. Rappelons seulement qu'il existe deux modes principaux d'association de deux étalons Fabry-Perot d'intervalles entre ordres $\Delta\sigma_1$ et $\Delta\sigma_2$ pour libérer un intervalle spectral $\Delta\sigma'$. Suivant le premier on prend $\Delta\sigma_1 = \Delta\sigma'$ et $\Delta\sigma_2 = \Delta\sigma'/k$, k étant un nombre entier qui doit rester d'autant plus inférieur à N que l'intensité tolérée pour les ghosts est plus faible. Les épaisseurs des étalons sont dans un rapport k, donc nettement différentes. Avec le second on prend $\Delta\sigma_1 = \Delta\sigma'/k$ et $\Delta\sigma_2 = \Delta\sigma'/(k+1)$, c'est-à-dire que les épaisseurs des deux étalons sont voisines. Dans les deux cas l'étendue est celle de l'étalon le *plus* épais, donc déterminée par la résolution.

Pour le FPS au contraire les deux modes d'association ne sont nullement équivalents : avec le premier l'étendue serait inutilement limitée par l'étalon le *moins* épais. La seconde combinaison est donc seule utilisable.

L'adaptation des étendues de deux FPS S_1 et S_2

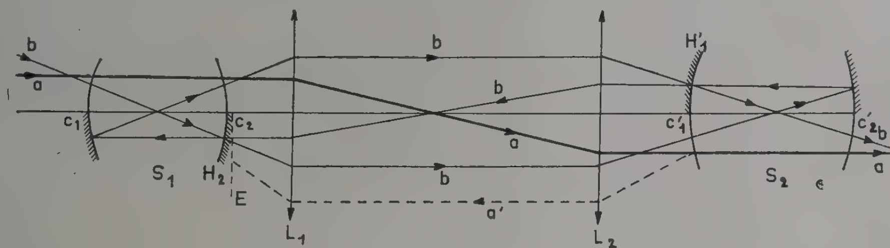


FIG. 3.

d'épaisseurs voisines e_1 et $e_2 = [(k+1)/k]e_1$ se fait au moyen d'un système afocal de grandissement axial $(k+1)/k$, composé de deux lentilles convergentes (³) L_1 et L_2, de distances focales f_1 et $f_2 = [(k+1)/k]^{1/2} f_1$ qui projette des images réelles des deux lames de S_1 sur celles de S_2. La figure 3 montre que S_2 accepte directement les rayons a de S_1 et les rayons b seulement après deux réflexions sur les faces réfléchissantes C'_1 H'_1 et C_2 H_2.

Dans certains cas (⁴) on demande à l'étalon S_2, non seulement de supprimer les ordres parasites de S_1, mais encore d'augmenter son contraste. Il est alors nécessaire d'empêcher les réflexions multiples des rayons tels que a' renvoyés par S_2 sur S_1, ce qui est facile en plaçant contre la face réfléchissante C_2 H_2 un écran absorbant E. Mais on supprime en même temps les rayons b ; l'étalon S_2 n'accepte alors que la moitié de l'étendue de S_1. Cette perte d'étendue ne se répète pas si l'on ajoute un troisième étalon.

c) RÉALISATION ET RÉGLAGE DU FPS. — Les deux lames du FPS seront nécessairement essayées sur un même calibre interférentiel convexe. Sa courbure n'est pas imposée rigoureusement comme celle (qui doit être nulle) du plan étalon servant à vérifier les lames d'un FPP. Par contre, l'écart maximum tolérable entre chaque lame et le calibre (supposé parfait) est sensiblement le même dans les deux cas : il ne doit pas dépasser $\lambda/2N$ environ sur la surface utilisée. Mais en pratique la situation est assez différente : les résidus de courbure que l'on observe fréquemment sur des lames planes de quelques cm de diamètre conduiraient à des défauts totalement négligeables sur les diamètres de quelques mm utilisables avec les lames sphériques. Il sera seulement utile de polir et contrôler celles-ci

(²) Pour que le jet atomique fournisse l'étendue nécessaire (de l'ordre de 10^{-2} mm²) il suffit que la section du faisceau qui le traverse soit de l'ordre du cm ².

(³) Qui peuvent être constituées par les lames sphériques elles-mêmes en donnant à la deuxième face une courbure convenable. Sur la figure 3 la convergence des lames sphériques est supposée nulle.

(⁴) En particulier celui (que nous envisageons plus loin) où les étalons reçoivent un spectre continu dans lequel ils doivent isoler une bande étroite avec un minimum de lumière parasite.

sur une surface nettement supérieure à celle qui doit être effectivement employée. Dans ces conditions seuls les défauts de micropoli interviendront pour déterminer la finesse limite. Comme il y a 2 fois plus de réflexions qu'avec le FPP on peut s'attendre à ce que la finesse limite soit environ $\sqrt{2}$ fois plus faible que celle d'un FPP de diamètre égal, poli avec le même soin (mais assez supérieure à celle d'un FPP de diamètre usuel), l'expérience seule permettant de déterminer la valeur exacte.

L'emploi de couches multidiélectriques ne pose pas de problèmes particuliers, l'angle d'incidence des atomes pendant l'évaporation ou des rayons lumineux pendant l'utilisation restant très faible.

Le réglage du FPS ne comporte qu'une opération : amener le centre de chaque miroir sphérique à se trouver sur la surface de l'autre, par variation de la distance des deux lames. Il n'y a pas de réglage de parallélisme comme avec le FPP ; il est seulement nécessaire que le centre de courbure de chaque miroir se trouve au voisinage du centre de contour de l'autre, ce qu'un centrage mécanique permet d'obtenir avec une précision très suffisante.

Si l'épaisseur de l'étalon est $e + \varepsilon$ au lieu de e, il s'ensuit une variation supplémentaire de la différence de marche :

$$\Delta_\varepsilon = -2\varepsilon \frac{\rho_1^2 + \rho_2^2}{e^2} \tag{11}$$

En admettant $|\Delta\varepsilon_{max}| \leqslant \lambda/N$ on obtient la tolérance sur l'épaisseur :

$$|\varepsilon| < \sqrt{\frac{\lambda e}{32 N}} \tag{12}$$

ce qui donne $\varepsilon_{max} = \pm 5\mu$ avec $\lambda = 0{,}5\mu$, $e = 5$ cm, $N = 25$ (le résultat variant d'ailleurs assez peu avec les valeurs numériques choisies).

Cette tolérance est assez large pour que l'on puisse employer des montures de réalisation très simple. D'autre part, l'étalon sera pratiquement indéréglable ; en effet les déréglages que l'on observe avec le FPP proviennent de déformations de la monture de l'ordre de quelques centièmes de micron. Quant à la variation de l'épaisseur optique par dilatation thermique, elle est la même qu'avec l'étalon plan d'épaisseur double.

L'amplitude du déplacement relatif des lames admissible sans déréglage, soit environ 10μ, est largement supérieur au déplacement $\lambda/4$ nécessaire pour explorer un ordre d'interférence par variation mécanique de l'épaisseur de l'étalon. Cette propriété ne présente pas d'intérêt pour l'exploration du spectre (qui se fait sans difficulté particulière par variation de la pression) mais par contre est précieuse pour assurer la mise en phase de deux étalons sphériques placés en série. Il suffira de prévoir pour l'une des deux montures une variation d'épaisseur par flexion de l'ordre de $\lambda/4$. Ce procédé déjà employé [6] au réglage d'un double étalon plan est ici d'application notablement plus facile : il n'est pas nécessaire en effet d'avoir une translation parfaite.

Il reste à indiquer comment le réglage d'épaisseur peut être contrôlé. Comme pour le réglage de parallélisme du FPP il existe deux procédés, l'un par l'observation de franges, l'autre purement géométrique. Le premier utilise des franges dues à l'aberration sphérique observables dans le plan focal commun lorsque le système est éclairé par une source monochromatique de petit diamètre apparent, et sur la description desquelles nous ne reviendrons pas [1]. Le réglage correct est obtenu lorsqu'on observe au centre du système d'anneaux une teinte plate de diamètre maximum [1, *fig.* 7]. La sensibilité de ce procédé dépend de la finesse et du contraste des franges et il cesse d'être applicable lorsque le contraste des franges observables avec les sources monochromatiques relativement intenses qui sont nécessaires s'annule. Le procédé géométrique reste alors seul utilisable. Il consiste à projeter en C_1 l'image d'un petit objet lumineux (fente de préférence) et à amener en coïncidence les images multiples, dépourvues de toute aberration, qu'en donne le système. Environ N images, décalées le long de l'axe optique, sont observables ; la distance entre deux images consécutives est 4ε. Pour obtenir la meilleure précision il est commode d'avoir des lames de diamètre nettement supérieur à la valeur utile de D, de conserver une couronne semi-transparente au voisinage des bords, et d'utiliser la vision binoculaire (*fig.* 4).

Une difficulté particulière à l'emploi du FPS est qu'il n'est pas possible de déterminer la finesse réelle d'une paire de lames comme on le fait souvent avec le FPP, en réglant l'étalon à une épaisseur très faible et enregistrant une raie fine. Mais il existe un autre procédé : enregistrer le spectre cannelé donné par un deuxième étalon sphérique plusieurs fois plus épais (qui fournirait, avec une étendue surabondante, des raies nettement plus fines que la limite de résolution du premier étalon). Cette méthode est d'ailleurs préférable à l'autre : elle étudie en effet l'étalon sans démontage ni nouveau réglage.

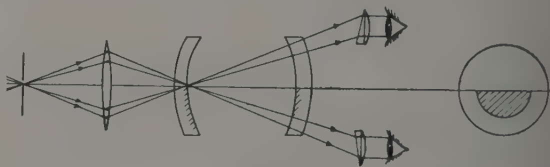


FIG. 4.

Le spectre cannelé de l'étalon auxiliaire, pourrait également servir à accroître la précision de la

mesure des distances entre composantes hyperfines ; il suffirait de l'inscrire avec un enregistreur à double plume en même temps que la structure étudiée (suivant un procédé déjà fréquemment employé, surtout dans l'infra-rouge, à des résolutions plus basses).

d) Premières expériences. — Nous avons d'abord cherché à vérifier les prévisions théoriques concernant l'étendue, la résolution et la forme de la fonction d'appareil, en enregistrant avec un FPS de faible épaisseur, donc de résolution relativement basse, la raie 5 461 Å de ^{198}Hg, de profil et de largeur (5) bien connus par une étude préalable au moyen d'un étalon FPP beaucoup plus épais donc plus résolvant.

Dans ce but un premier étalon sphérique ($e = 9{,}68$ mm, $\Delta\sigma = 258$ mK) a été réalisé par les ateliers de l'Institut d'Optique, sous la direction de J. Demarcq. Afin de se placer dans les conditions précisées plus haut (II, a, remarque) nous avons utilisé un coating uniforme 9 couches, donnant une finesse réflectrice voisine de 70 et une limite de résolution théorique $\delta\sigma = 3{,}6$ mK, environ 8 fois plus faible que la largeur de la raie (6). Nous n'avons pas cherché à déterminer la limite de résolution et la finesse réelles mais seulement à étudier la variation de la forme de la raie enregistrée avec le diamètre D du diaphragme. Avec $D = 1{,}2$ mm l'élargissement calculé est négligeable ; nous avons

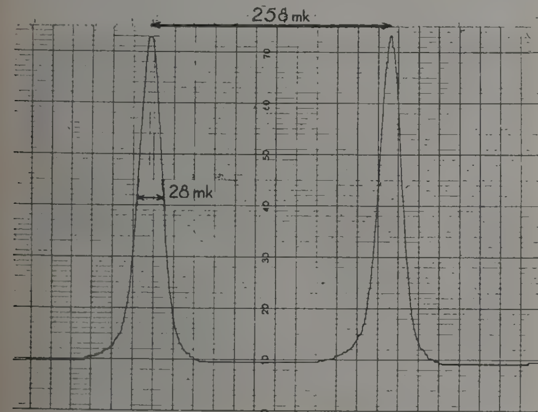


Fig. 5. — Fabry-Perot sphérique, $e = 9{,}68$ mm, $\Delta\sigma = 258$ mK, $D = 1{,}2$ mm, coating 9 couches S Zn — Cryolithe. Raie 5461 Å, ^{198} Hg.

effectivement obtenu un profil Doppler (*fig.* 5) sans différence mesurable avec celui qui était attendu. Avec D compris entre 1,2 et 1,8 mm, les élargissements et les profils ont toujours été en bon accord avec les prévisions.

Nous avons tenté, en collaboration avec H. Chantrel, une première application à un problème de structure hyperfine : celui de la raie 5 535 Å du baryum émise par une cathode creuse refroidie à l'hélium liquide. L'épaisseur de l'étalon était de 59 mm ($\Delta\sigma = 42$ mK). Le FPP équivalent aurait eu 118 mm d'épaisseur et 165 mm de diamètre. La température de la source n'a jamais été effectivement assez faible pour permettre de résoudre la structure attendue que l'on peut tout au plus soupçonner (*fig.* 6).

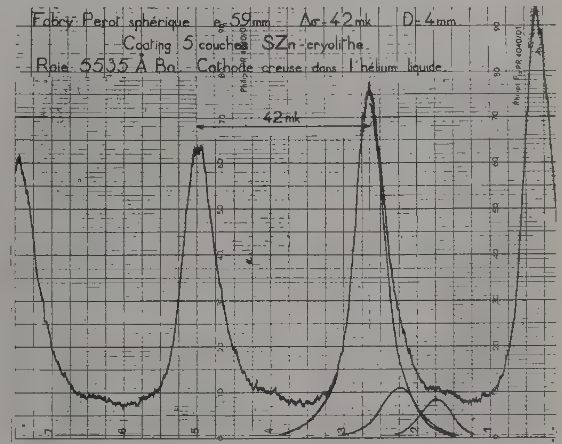


Fig. 6.

Appendice. — Production de raies artificielles. — Cette application extra-spectroscopique, qui n'est qu'une proposition, nous est suggérée par la remarque suivante :

Tout monochromateur peut être employé pour isoler dans un spectre continu une bande spectrale, dont il est commode d'introduire la largeur en fréquence $\delta\nu$, la durée (7) de cohérence $\tau = 1/\delta\nu$ et la longueur de cohérence $l = c\tau$. La possibilité d'utiliser pratiquement cette raie artificielle dépend essentiellement du nombre n de photons transmis par seconde, qui peut s'écrire (en supposant la transparence de l'appareil égale à 1) :

$$n = n_0\, U\, \delta\nu \qquad (13)$$

U étant l'étendue acceptée par le monochromateur et n_0 le nombre de photons émis par la source par unité de temps (s) par unité de largeur de bande (Hz) et par unité d'étendue (cm²). Cette quantité est proportionnelle à la densité de luminance de la source.

Avec un monochromateur classique, U varie

(5) La source utilisée était une lampe à électrodes, refroidie à l'eau, donnant une raie de largeur 28 mk.

(6) L'utilisation de couches opaques sur la moitié de la surface n'aurait donné dans ce cas, qu'un gain de finesse assez faible.

(7) La forme des raies dont il va être question ici étant pratiquement donnée par une fonction de Lorentz dont $\delta\nu$ est la largeur à mi-hauteur, τ est la durée nécessaire pour que l'amplitude de la vibration tombe à la fraction $e^{-\pi}$ de sa valeur initiale.

proportionnellement à $\delta\nu$; par exemple avec le FPP, le plus lumineux de tous,

$$U_p = 2\pi S \frac{\delta\nu}{\nu} \tag{14}$$

de sorte que n varie finalement comme $\delta\nu^2$:

$$n_p = 2\pi S \frac{n_0}{\nu} \delta\nu^2. \tag{15}$$

Le nombre de photons devient rapidement très faible si l'on cherche à obtenir des valeurs de $\delta\nu$ très inférieures à la largeur des raies d'émission que l'on utilisera comme « spectre continu ».

Avec un FPS au contraire, l'augmentation de U_s compense la diminution de $\delta\nu$, et l'on obtient au moyen de (8) :

$$n_s = \frac{\pi^2 c^2}{4N^2} \frac{n_0}{\nu} \tag{16}$$

c'est-à-dire que le nombre n_s de photons (ou la puissance transmise), est *indépendant* de la largeur de bande $\delta\nu$ cherchée. Le rapport n_s/n_p est naturellement égal à G défini par (9). Ce gain peut ici devenir très élevé puisqu'il n'y a pas de raison de considérer seulement des étalons de quelques centimètres d'épaisseur. Mais il ne faut pas oublier que les hypothèses faites pour obtenir les expressions (4) et (8) de U_p et U_s ne peuvent rester toujours valables.

a) *Cas du FPP.* — On sait que dans l'emploi photographique (c'est-à-dire sous incidence oblique) d'étalons très épais, la diaphragmation des faisceaux par le bord des lames conduit à une perte de finesse. Il est possible d'atténuer cet effet (étudié en détails par Vander Sluis et MacNally [7]) par une diaphragmation de la première lame de l'étalon, donc au prix d'une perte d'étendue. Un effet anatogue ne peut manquer de se produire ici ; un traitement mathématique rigoureux en serait compliqué et totalement dépourvu d'intérêt en présence de la supériorité certaine du FPS pour ce genre d'applications. Si nous imaginons (procédé assez arbitraire) que l'on diaphragme la première lame pour que les N premiers faisceaux (d'angle solide Ω donné par (3)) soient transmis, nous obtenons une surface utilisée nulle, donc une étendue nulle, lorsque $D^2 = 8\lambda l$. En supposant $D = D_0 = 5$ cm, $\lambda = 0{,}5\mu$ la valeur limite de l serait alors 6.10^4 cm. Il est certainement possible de trouver un compromis plus favorable entre S et Ω ; néanmoins les expressions (14) et (15) de U_p et n_p n'indiquent plus que des limites supérieures très optimistes pour $l > 10^4$ cm.

b) *Cas du FPS.* — L'expression (7) indique que le diamètre D croît comme la puissance 3/4 de e (ou de $l = 4Ne$). Nous avons considéré jusqu'ici cette augmentation comme sans importance, les diamètres D obtenus étant très faibles. Cette supposition n'est plus justifiée ici, et il est logique d'imposer à D une valeur constante et égale à D_0, diamètre du FPP avec lequel la comparaison est faite, lorsque (7) conduirait à $D > D_0$, c'est-à-dire au delà d'une épaisseur :

$$e_0 = \left(\frac{N}{32}\frac{D_0^4}{\lambda}\right)^{1/3}. \tag{17}$$

En supposant encore $D_0 = 5$ cm, $\lambda = 0{,}5\mu$, $N = 25$ on obtient $e_0 = 2{,}14$ m (et $l_0 = 214$ m). La formule donnant l'étendue pour $e > e_0$ est alors

$$U_s = \frac{\pi^2}{32}\frac{D_0^4}{e^2} \tag{18}$$

qui coïncide avec (8) pour $e = e_0$. L'étendue ne dépend plus explicitement de la longueur d'onde, les aberrations étant négligeables. Mais ce sont les défauts de surface qui limitent maintenant D_0.

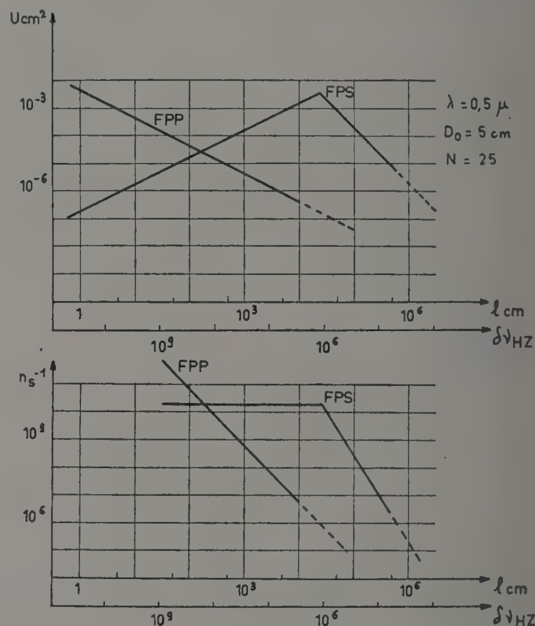


FIG. 7.

Le nombre de photons disponibles pour $e > e_0$ n'est plus donné par (16) mais par :

$$n_s = \frac{\pi^2 N^2}{2c^2} D_0^4 \, n_0 \, \delta\nu^3 \tag{19}$$

et décroît très rapidement avec $\delta\nu$.

La seule limite théorique à la diminution de $\delta\nu$ (et l'augmentation de l) est imposée par la diffraction, ou, en d'autres termes, par le principe d'incertitude. En effet, chaque miroir sphérique donne de l'autre une image confondue avec luimême et il n'y a pas d'autre cause de perte de lumière que l'étalement de ces images par diffraction. Le calcul de cet effet est possible mais pratiquement sans intérêt, car la largeur du maximum central de la figure de diffraction d'un miroir ne devient égale au diamètre de l'autre miroir que pour une épaisseur $l = 2{,}5$ km (pour $D_0 = 5$ cm,

$\lambda = 0,5\mu$), en dehors du domaine des réalisations possibles.

Les résultats précédents sont résumés par la figure 7. En haut sont portées, en coordonnées logarithmiques, les étendues d'un FPP de diamètre constant D_0 et d'un FPS de diamètre $D \leqslant D_0$ en fonction de l et de $\delta\nu$. Les épaisseurs correspondantes sont respectivement $e = l/100$ et $e_p = l/50$. En bas, sont portés les nombres de photons par seconde émis dans les étendues U_s et U_p par une source à mercure mono-isotopique donnant la raie 5 461 Å, identique à celle utilisée par Forrester [8] ; au centre de la raie, de largeur propre 10^9 Hz, n_0 vaut 3.10^6 photons/s/Hz/cm².

Nous pensons qu'il n'y a pas de difficulté sérieuse à réaliser des étalons sphériques d'environ 3 m de longueur, de 5 cm de diamètre qui avec une finesse $N = 25$ produiraient des raies de largeur 10^6 Hz, c'est-à-dire des trains d'ondes cohérents de durée $\tau = 10^{-6}$ s et de longueur $l = 300$ m. L'isolement d'une bande passante unique à partir d'une raie d'émission 1 000 fois plus large nécessiterait 3 FPS en série. En tenant compte de la perte de la moitié de l'étendue signalée plus haut (II, *b*) et d'une transparence de l'ensemble de 1/10 on disposerait encore d'environ 10^9 photons/s dans l'étendue délimitée par deux demi-cercles de 10 cm², placés à 3 m l'un de l'autre, soit 0,11 mm².

Le rôle du FPS est simplement celui d'un *filtre* (résonateur très sélectif recevant des oscillations amorties et leur substituant ses oscillations propres). Il ne transmet que l'énergie émise par la source à l'intérieur de sa bande passante, mais, il l'accepte dans une étendue élevée (à la différence des autres monochromateurs). Signalons à ce propos que tout dispositif expérimental utilisant la raie monochromatique artificielle ainsi produite devra être capable d'admettre cette étendue.

Nous ne discuterons pas ici les applications possibles de la proposition que nous venons de faire. Remarquons seulement que l'emploi d'un filtre tel que le FPS ne permet d'espérer aucun gain *fondamental* dans des expériences comme celle de battements entre raies incohérentes (Forrester [8]) ou celle de la mesure de la corrélation entre photons (Hanbury Brown et Twiss [9]) dans lesquelles le rapport signal/bruit de l'effet observé dépend essentiellement de n_0 qui est une caractéristique de la source lumineuse.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Connes (P.), *Rev. Optique*, 1956, **35**, 37.
[2] Jackson (D. A.), *Proc. Roy. Soc.*, 1938, **165**, 303.
[3] Jacquinot (P.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, **44**, 761.
[4] Chabbal (R.), *Coll. Spectr. Int.*, *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 295.
[5] Chabbal (R.), *Thèse*, Paris, 1957 (Éditions *Rev. Opt.*)
[6] Chabbal (R.), *Coll. Spectr. Int.*, *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 372.
[7] Vander Sluis et MacNally, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1956, **46**, 39.
[8] Forrester (A.), Gudmunsen (R.) et Johnson (P.), *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 1691.
[9] Hanbury Brown (R.) et Twiss (R. Q.), *Nature*, 1956, **177**, 27.

DISCUSSION

D. A. Jackson. — La facilité de réglage du FPS est d'une grande importance, précisément dans le cas des grandes épaisseurs de l'étalon. Le réglage d'un FPP avec des épaisseurs de plus de 8 cm est difficile à cause de la largeur relativement grande des franges, même si elles proviennent d'une source à Hg 198.

R. Lennuier. — Avez-vous comparé le FPS et le FPP dans le cas (qui est celui de l'ultra-violet) où le facteur de réflexion R des lames ne peut dépasser 0,9. Le facteur numérique de l'équivalence ($D' = 1,4$ e') doit être alors notablement diminué, ainsi que la finesse par suite de la décroissance de l'amplitude d'un rayon au suivant en R^2 au lieu de R.

P. Connes. — Je n'ai pas envisagé particulièrement cette question. Il est exact que la finesse et la transparence du FPS seraient alors nettement inférieures à celles du FPP.

R. Lennuier. — Existe-t-il des formes de miroir qui fourniraient moins d'aberrations et permettraient d'augmenter leur surface utilisable ?

P. Connes. — Une simple déformation des miroirs ne conduit à aucune amélioration ; par contre la combinaison (trop compliquée pour être pratiquement utilisable) de 2 miroirs paraboliques et d'une petite lentille divergente placée au foyer commun permet de compenser les termes d'aberration du quatrième ordre.

P. Fellgett. — Et un système concentrique ?

P. Connes. — Un système de deux miroirs sphériques concentriques devrait être diaphragmé au centre de courbure et posséderait les mêmes propriétés qu'un étalon FPP ; il a de plus l'inconvénient d'une épaisseur imposée.

G. Stroke. — Les atomes émettant des trains d'ondes d'une certaine longueur (de l'ordre du mètre), comment est-il possible d'obtenir à la sortie du FPS des trains d'ondes de l'ordre de 300 mètres ?

A. Kastler. — La possibilité d'isoler par un analyseur de radiations des raies spectrales plus fines que la largeur naturelle peut se comprendre avec un interféromètre à ondes multiples de la façon suivante. Les trains d'onde produits par les réflexions successives s'associent bout à bout de façon à former un train d'onde total de longueur très supérieure au train d'onde émis directement par la source.

UNE NOUVELLE MÉTHODE POUR L'ÉTUDE DE LA LUMIÈRE DU CIEL NOCTURNE

Par G. GUILINO et H. MAIER-LEIBNITZ
Max Planck Institut für Physik der Stratosphäre, Weissenau et Technische Hochschule, München

Résumé. — On décrit un monochromateur qui module la lumière d'une raie spectrale par interférences, tandis qu'un spectre continu n'est pas modulé. Aucune correction n'est nécessaire pour le spectre continu. L'appareil est capable d'enregistrer le spectre de sources étendues et très faibles.

Abstract. — A monochromator is described that produces modulated light by interferences of a spectral line, whereas a continuous background is not modulated. No correction is needed for the background and the apparatus is capable of registering faint and extended light sources.

Ma communication est relative à un appareil très lumineux qui permet d'enregistrer d'une façon continue tout le spectre d'émission du ciel nocturne. Le signal de sortie est dû seulement aux raies discrètes, le fond continu ne donnant lieu à aucun signal.

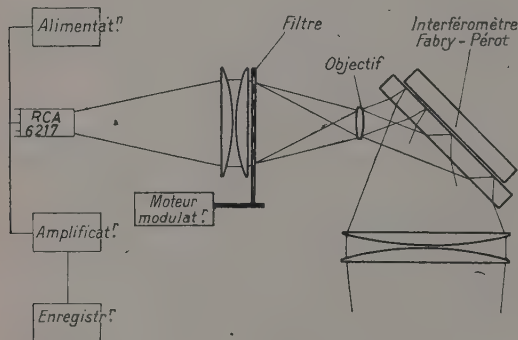


Fig. 1. — Filtre interférométrique pour exploration des spectres.

Le principe du dispositif (*fig.* 1) est le suivant : un interféromètre Fabry-Perot travaille en réflexion et ses franges d'égale inclinaison sont projetées dans le plan focal d'un objectif (ouverture relative 1 : 4,5). L'angle d'inclinaison entre l'interféromètre et l'axe optique de l'objectif est de 45°. En conséquence les franges d'interférences ne sont pas circulaires, mais forment un système de traits qui sont des arcs d'éllipses. Si maintenant on produit ce système d'interférence avec une lumière monochromatique et si l'on en prend une photographie, on obtient sur la plaque une série de traits brillants et sombres (*fig.* 2).

Cette photographie du système de franges, que nous appellerons filtre, est placée dans le plan focal de l'objectif. Si la longueur d'onde de la lumière utilisée est identique à celle avec laquelle le filtre a été fabriqué, les franges d'interférences et les traits du filtre sont identiques, et le flux lumineux qui traverse le filtre dépend du déphasage entre les franges et les traits.

Si l'on fait osciller rapidement le filtre avec une amplitude de $\pm$ un quart de la distance des franges, la lumière transmise est modulée à la fréquence d'oscillation (dans notre cas 30 cycles par seconde). Une autre longueur d'onde donne un système d'interférence qui ne coïncide pas avec les traits du filtre et, en conséquence, la lumière est moins profondément modulée. Un spectre continu ne donne lieu à aucune interférence, donc à aucune modulation. Ainsi le dispositif a les propriétés d'un filtre pour une longueur d'onde déterminée.

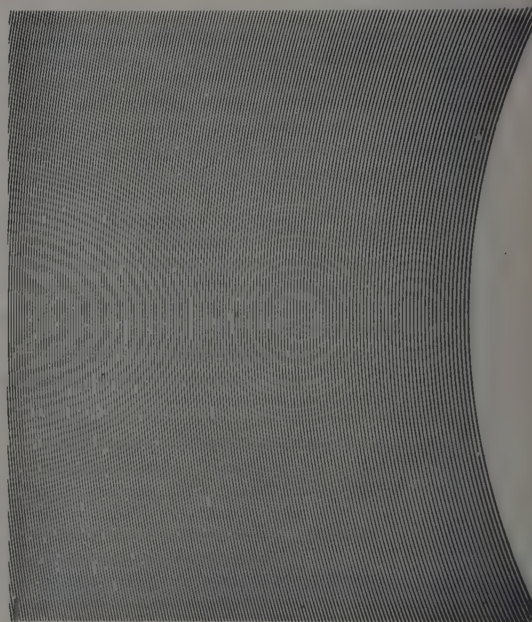


Fig. 2. — Photographie du système de franges (filtre).

Le flux lumineux ayant traversé le filtre est foca-

lisé sur la cathode d'un photomultiplicateur (6 217 RCA). Le courant photo-électrique alternatif, proportionnel à la lumière modulée, est séparé du courant photo-électrique continu par un condensateur, et est amplifié et enregistré (*fig.* 1).

Pour examiner un spectre avec cet appareil il faudrait avoir un filtre spécial pour chaque longueur d'onde et la mesure serait discontinue. Nous avons préféré une autre méthode, qui consiste à faire varier la distance des deux lames du Fabry-Perot. La différence de phase entre deux faisceaux interférents : $\varphi = \frac{4\pi d}{\lambda} \cos \theta$ et les systèmes d'interférence sont toujours identiques, si

$$\frac{d}{\lambda} = \frac{d_0}{\lambda_0} = \text{const.}$$

(d_0 et λ_0 étant la distance et la longueur d'onde utilisées pour produire le filtre). On peut toujours obtenir la meilleure identité entre les franges d'interférence et le système de traits du filtre et ainsi le meilleur taux de modulation par un choix convenable de la distance.

La variation continue de la distance des lames est une opération difficile car leur parallélisme doit être conservé. Le dispositif suivant (*fig.* 3) a été adopté : la face d'une des lames repose sur trois hémisphères d'acier qui servent au réglage du parallélisme. Ces hémisphères sont décentrés de 0,2 mm par rapport aux axes des vis qui les portent, de telle sorte qu'en tournant ces vis le Fabry-Perot peut être réglé exactement. La variation de la distance des lames est obtenue grâce au fait que les faces de la lame mobile font un petit angle (1 : 100); cette lame est poussée latéralement par une vis micrométrique et ainsi la distance des lames varie si l'on produit un déplacement latéral de la lame mobile par la vis micrométrique. Un tour de la vis donne une variation de distance de 5 microns et est reproductible à 25 millimicrons près. L'effet de la température serait trop important si l'on ne prenait la précaution de compenser les dilatations par l'emploi de matériaux tels que de l'acier pour la boîte et du laiton pour les vis de réglage. Cependant pour les mesures sur le ciel nocturne, l'ensemble de l'appareil est placé dans un thermostat.

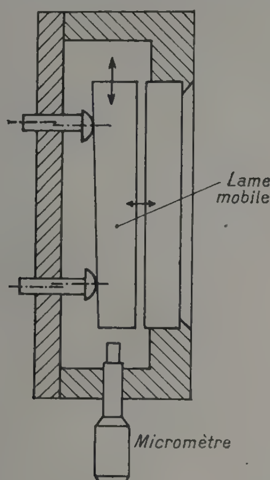


FIG. 3.

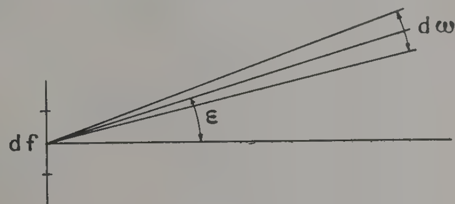


FIG. 4.

Les qualités mentionnées ci-dessus rendent l'instrument capable de mesurer des sources faibles et étendues, ayant des raies d'émission discrètes sur un fond continu. Cela est bien le cas du ciel nocturne. Il y a des émissions atomiques variées superposées au fond continu de la lumière stellaire (OI 5 577 Å ; OI 6 300/64 Å et NaI 5 890/96 Å). En raison de la faible intensité de ces émissions atomiques (l'intensité moyenne est d'environ 2.10^7 quanta par centimètre carré seconde stéradian, d'après Roach), il est souhaitable de rendre le facteur de luminosité de l'appareil $L = \Phi/B$ aussi élevé que possible. Ce facteur est égal à l'étendue du faisceau défini par les deux diaphragmes du système optique et est égal à

$$L = n^2 \iint_{F\Omega} \cos \varepsilon \, d\omega \, df.$$

Notre arrangement a un facteur de luminosité $L = 2{,}2$ cm² radian, du même ordre de grandeur que les photomètres pour le ciel nocturne qui ont déjà été utilisés (Tableau).

	$\Phi = B.L$ APPAREILS	FACTEUR DE LUMINOSITÉ L EN CM² RADIAN
Photomètres à filtres interférentiels	St. Amand (1955)	10,7
	Marlow, Pemberton, Roach (1949)	0,4
	Elsaesser, Siedentopf (1956)	0,1
Filtre interférométrique	Guilino, Paetzold	2,2

Il est connu que l'intensité des émissions atomiques varie très fortement en temps et en direction. En conséquence l'ensemble du ciel doit être exploré dans un temps court de façon à pouvoir enregistrer ces variations. Le Fabry-Perot ne peut

pas être déplacé à cause de ses réglages délicats, et un système de miroirs (*fig.* 5) a été construit pour explorer le ciel. Un miroir concave fait une image de l'objet à l'infini sur un miroir plan et une lentille

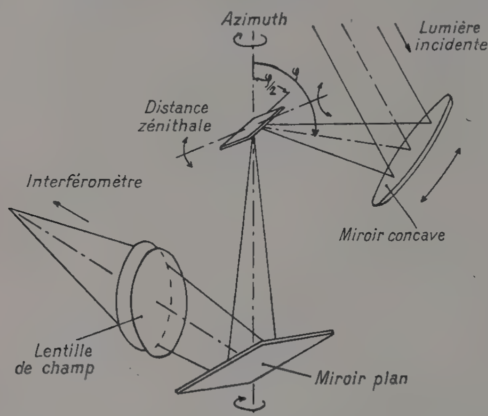


FIG. 5. — Dispositif d'exploration du ciel.

de champ fait une image du miroir plan sur l'objectif. Ce système peut être tourné suivant ses deux axes et de la sorte chaque point du globe céleste peut être mesuré tout en maintenant fixe l'interféromètre.

Nous attendons de notre appareil de nouvelles informations grâce à sa possibilité d'enregistrer de façon continue le spectre du ciel nocturne. L'intensité doit être mesurée en fonction de la longueur d'onde. La région entre les raies d'émission atomiques pourrait être spécialement intéressante, car nous n'en avons, jusqu'à présent, qu'une très faible connaissance.

Avec un filtre de 500 traits, c'est-à-dire 7 traits par millimètre, on obtient une largeur de bande de 22 Å pour l'appareil. Ce nombre de traits a été ainsi choisi pour donner un ordre d'interférence moyen sur l'axe optique $m_0 = \frac{N \cos \theta_0}{\Delta \cos \theta} = 982$. Alors les systèmes d'interférence des deux raies du sodium D_1 et D_2 sont en coïncidence.

J'espère que l'instrument pourra commencer à donner des mesures, avec enregistrement automatique, durant l'Année Géophysique.

RÉFÉRENCES

[1] EHGARTNER (G.), PIEPENBRINK (W.) et MAIER-LEIBNITZ (H.), *Z. Physik*, 1955, **141**, 246.
[2] ST. AMAND (P.), *Ann. Géophys.*, 1955, **11**, 435.
[3] MARLOW (D.) et PEMBERTON (J. C.), *Rev. Sc. Instr.*, 1949, **20**, 724.
[4] ELSAESSER et SIEDENTOPF, *J. Atm. Terr. Phys.*, 1956, **8**, 222.

DISCUSSION

G. Courtes. — Pourquoi travaillez-vous en réflexion ?

G. Guilino. — Parce que la variation de distance des lames est plus facile à réaliser.

A. Kastler. — Il semble qu'un interféromètre à 2 ondes soit mieux adapté que le F.-P. à ce problème de modulation. Un tel procédé (interféromètre à polarisation utilisant une lame épaisse de quartz) fut employé il y a quelques années par Blamont pour l'étude de la raie jaune du sodium dans le ciel nocturne. (*Annales de Géophysique*, 1951, **7**.)

G. Guilino. — Avec des facteurs de réflexion respectivement égaux à 0,3 et 0,9, la répartition d'intensité entre 2 franges est pratiquement sinusoïdale, comme pour un interféromètre à deux ondes ; le dispositif est donc également adapté au problème de modulation.

IV. — Procédés d'exploration du spectre avec le Fabry-Perot.

EXPLORATION DE LA FIGURE D'INTERFÉRENCE PAR ROTATION DE L'INTERFÉROMÈTRE FABRY-PEROT

Par Joseph H. JAFFÉ,
The Weizmann Institute of Science, Rehovoth, Israël.

Résumé. — La différence de marche entre les lames d'un Fabry-Perot peut être modifiée par rotation de l'instrument. Ce procédé d'exploration n'est pas très populaire, probablement à cause de la perte de lumière introduite par l'utilisation de l'interféromètre incliné. Cependant si l'on peut tolérer une telle perte la méthode est à recommander. Les dispositifs mécaniques pour produire la rotation sont simples et stables. D'autre part le domaine de variation de différence de marche est relativement élevé.

Abstract. — The optical path between the plates of a Fabry-Perot interferometer can be varied by rotating the instrument. Scanning in this way is not popular, probably because light is lost when the interferometer stands obliquely. However when such losses can be tolerated there is much to commend the method. Mechanical arrangements for rotation are simple and stable. Also the range of variation of the optical path is relatively high.

La différence de marche entre des faisceaux successifs dans l'interféromètre Fabry-Perot est égale à : $2nt \cos \theta$, ou t est la distance entre les lames, n l'indice de réfraction du milieu intermédiaire et θ l'angle d'inclinaison des faisceaux interférents sur l'axe de l'instrument.

Quand on fait une liste des possibilités pour faire varier cette différence de marche, on ne considère généralement la possibilité de « rotation » (variation de θ) que pour l'abandonner aussitôt, à cause de la perte d'énergie qu'elle produit lorsque l'on s'écarte de la portion centrale de la figure d'interférence.

Je désirerais faire remarquer que dans les cas où cette perte d'énergie peut être tolérée, il y a des avantages considérables à utiliser la méthode de rotation. L'avantage principal est que l'on peut obtenir une grande variation de différence de marche sans perturber le délicat réglage optique de l'interféromètre. On évite aussi les perturbations thermiques caractéristiques des méthodes par pompage de gaz. Il est instructif de comparer les variations de différence de marche que l'on peut obtenir effectivement par les méthodes de pompage et de rotation : une rotation de 30′ d'arc est équivalente au pompage d'une atmosphère d'air, 4°30′ équivalant à 10 atmosphères et 14° à cent atmosphères.

Il y a deux points que l'on doit avoir présents à l'esprit lorsqu'on utilise cette technique. Le premier concerne la fraction de frange qui est embrassée par la fente exploratrice. On peut montrer que si la largeur de fente est petite, la fente embrasse une fraction de frange indépendante de sa position dans la figure d'interférence. On peut comprendre qualitativement pourquoi, en remarquant que si l'on s'éloigne du centre, les franges deviennent plus serrées, mais aussi ont une courbure plus petite. Il n'y a donc pas à faire de corrections insidieuses à la position apparente des franges, comme on aurait pu le craindre.

Le second point est lié au fait que pour les incidences normales, les miroirs métalliques présentent un changement de phase différentiel à la réflexion. Pour les grands angles d'incidence, cela conduit à un dédoublement des franges, et pour les faibles angles — même avant que l'on puisse observer le dédoublement — il y a un élargissement qui peut conduire à des erreurs. Tolansky estime que dans le visible, et avec des couches d'argent, une inclinaison de 5° introduit une erreur se montant à environ 1/10 de frange.

DISCUSSION

F. A. Jenkins. — Je désirerais savoir si vous avez considéré la question de la décroissance du nombre des faisceaux interférents lorsque l'incidence augmente. Avec de grandes différences de marche cet effet peut être important même pour de petits angles, et peut entraîner une sérieuse perte de résolution.

J. H. Jaffé. — J'admets que la méthode n'est pas généralement applicable pour de très grandes distances des lames ; néanmoins elle est utile lorsque l'angle d'incidence reste faible. Le travail dont J. Humphreys rendra compte lors d'une prochaine session, témoigne de la valeur de cette technique.

DISPOSITIF PERMETTANT LE DÉPLACEMENT MÉCANIQUE D'UNE LAME DE FABRY-PEROT

Par ROBERT CHABBAL et MICHEL SOULET.

Résumé. — On décrit dans cet article un dispositif permettant le déplacement mécanique en dents de scie d'une lame de Fabry-Perot, celle-ci étant placée au centre d'une membrane élastique ; la loi d'exploration est linéaire en cm^{-1} ; la « définiance » que permet d'atteindre ce dispositif est environ 5 fois supérieure à la résolution du Fabry-Perot. Le parallélisme des lames est conservé si on ne cherche pas à explorer de façon continue plus d'un intervalle entre ordres, ce qui est suffisant pour une exploration en dents de scie.

Abstract. — A mechanical device giving a parallel displacement to one of the flats of a Fabry-Perot etalon, which is suspended in a flexible membrane, is described. This arrangement allows a spectral scanning which is linear in cm^{-1}, during which the flats remain parallel to a high degree of precision over one order of the etalon. This device is thus useful for saw-tooth scanning, and yields a " definiance " some five times higher than the resolving power.

I. **But de dispositif à déplacement mécanique.** — Le dispositif qui va être décrit fut construit pour équiper un spectromètre F.-P. intégral à deux F.-P. et à faible résolution décrit par ailleurs [1]. Il permet naturellement le réglage du parallélisme des lames mais aussi un déplacement alternatif d'une des lames, conçu de telle sorte que soit réalisable l'exploration en dents de scie d'un intervalle spectral très étendu.

L'intérêt de l'exploration par déplacement d'une lame du F.-P. est qu'une translation $e_2 - e_1$ de la lame permet d'explorer un nombre d'intervalles entre ordres indépendant de la résolution ; en particulier, si par un déplacement $\Delta e = \lambda/2$, on peut explorer l'intervalle séparant deux radiations transmises par le F.-P. sur deux ordres adjacents p et $p + 1$, ceci devient possible quelle que soit la distance des lames et la résolution du F.-P. : on peut alors appliquer le balayage en dents de scie qui permet, on l'a montré ailleurs (cf. [2] et [3]), d'explorer un intervalle spectral d'étendue illimitée. C'est un tel intervalle qu'il s'agissait de couvrir avec le spectromètre F.-P. intégral conçu pour travailler à une résolution faible ($\mathcal{R} \simeq 10^4$) et pour laquelle l'exploration par variation de pression de l'air de 0 à 1 atmosphère, utilisée pour les autres spectromètres de Bellevue, n'était plus applicable.

II. **Caractéristiques générales d'un système explorateur en dents de scie.** — Nous nous contenterons ici de résumer les résultats démontrés ailleurs (cf. [1], VIII) :

— Le système moteur n'est simple que si toutes les dents de scie sont effectuées dans des temps égaux ; la loi d'exploration doit alors être linéaire en cm^{-1} ($\sigma = \sigma_0 + vt$).

— Le système explorateur doit, dans ces conditions, être constitué par un *organe moteur* (came) produisant un déplacement linéaire en fonction du temps, déplacement transmis à la lame mobile du F.-P. non pas directement mais par l'intermédiaire d'un système *démultiplicateur*, dont le rapport de démultiplication continûment variable doit être proportionnel à λ/λ_0 (λ longueur d'onde transmise à l'instant considéré ; λ_0 longueur d'onde initiale).

III. **Description détaillée de la monture.** — Son schéma est donné par la figure 1. Une photographie est donnée par la figure 2.

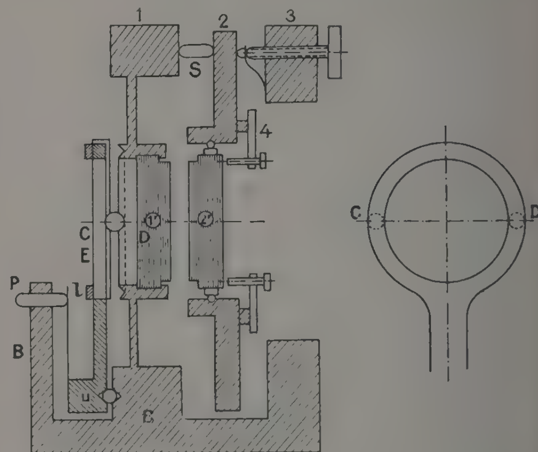


FIG. 1.

1) FIXATION DES LAMES ET RÉGLAGE DU PARALLÉLISME (*fig.* 1). — Les lames du F.-P. sont portées par les couronnes 1 et 2 ; ces deux couronnes sont séparées par les cales de silice S placées à 120°. La couronne 3, solidaire de la couronne 2, porte trois ressorts qui, appuyant sur la couronne 2 en face des cales de silice, permettent de modifier leur épaisseur et d'obtenir le parallélisme des lames du F.-P. Une

petite couronne 4 solidaire de la couronne 2 porte trois vis à 120° grâce auxquelles on peut faire glisser la lame 2′ par rapport à la couronne 2 : on amène ainsi cette lame 2′ à la distance voulue de la lame 1′, tout en obtenant un réglage grossier du parallélisme ensuite parachevé grâce à la compression des cales de silice.

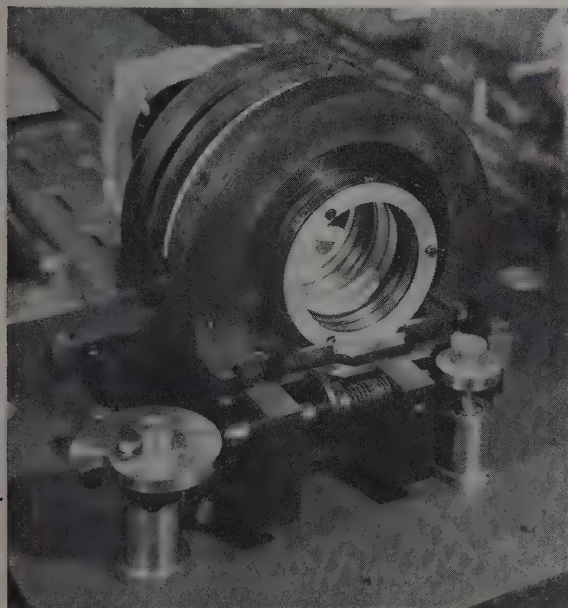


Fig. 2.

La lame 2′ est serrée entre trois patins. La lame 1′ est au contraire appliquée par un contre-barillet contre la couronne 1.

2) Déplacement de la lame mobile du F.-P. (*fig.* 1). — La lame 1′ doit être mobile. Dans ce but l'épaisseur de la couronne 1 est réduite de 20 mm à 0,7 mm sur une zone annulaire de diamètres intérieur et extérieur égaux à 75 et 100 mm. Cette couronne 1 se comporte alors comme une lame annulaire souple comprise entre deux anneaux rigides et dont la circonférence extérieure reste fixe lorsqu'on exerce une force sur la circonférence intérieure ; si cette force atteint environ 250 grammes, le cercle intérieur, solidaire de la lame 1′ se déplace d'une demi-longueur d'onde.

3) Application sur la couronne flexible de la force variable (*fig.* 1). — Le poussoir P glisse dans le bloc B rigidement fixé à la partie fixe de la couronne 1 et déplace l'extrémité de la lamelle 1 ; celle-ci, relativement flexible (hauteur 5 cm ; largeur 1 cm ; épaisseur 1 mm), est fixée par sa partie inférieure à l'étrier E, beaucoup plus épais et rigide et mobile autour d'une bille U. Le déplacement x de P provoque une flexion de la lamelle, donc un couple proportionnel à x. L'étrier E transmet ce couple, ce qui applique au cercle intérieur de la couronne une force F_2 également proportionnelle à x. La flexion y de la couronne est à son tour proportionnelle à F_2 donc à x. Le rapport y/x est proportionnel au rapport de la raideur de la lamelle à la raideur de la couronne flexible ; il valait 6 000 environ pour les montures utilisées. Le système étrier-lamelle permet donc une démultiplication sans jeu de l'ordre de plusieurs milliers et rigoureusement constante tant que la loi de Hooke est respectée : il suffit pour cela que le rapport (x/longueur de la lamelle) reste inférieur à 1/50 environ.

L'étrier E appuie sur la couronne par l'intermédiaire de 2 billes d'acier. L'expérience prouve que le mouvement de la lame du F.-P. n'est une translation pure que pour une certaine position des billes par rapport à la couronne. La réglage de cette position est obtenu en plaçant les billes dans une couronne de tôle percée sur tout son périmètre de trous dont le diamètre est légèrement supérieur à celui des billes ; on peut faire tourner cette couronne auxiliaire dans son plan et un simple serrage le rend solidaire de l'étrier. Grâce à ce dispositif il est effectivement possible de donner aux billes une position telle qu'après exploration de sept ou huit ordres, le déréglage du parallélisme soit négligeable.

4) Organe moteur (came C) (*fig.* 3). — C'est une came d'Archimède dont le rayon varie selon la loi $\rho = \rho_0 + \frac{\alpha}{348^\circ} X$ pour $0 < \alpha < 348^\circ$ et décroît de $\rho_0 + X$ à ρ_0 selon une loi quelconque pendant les douze derniers degrés. L'angle $\beta = 12^\circ$ correspond au temps mort du balayage en dent de scie qui vaut ainsi le trentième de la durée d'une dent de scie. Cette came est entraînée par un moteur synchrone.

5) Organe démultiplicateur a rapport continument variable (*fig.* 3). — L'ensemble de la lamelle 1 et de l'étrier E constitue un système démultiplicateur de rapport très grand, réglable, mais constant au cours de l'exploration. Il faut mettre en série un second système démultiplicateur de rapport continûment variable et proportionnel à λ/λ_0. Dans ce but la came C agit non pas directement sur le poussoir P mais sur l'extrémité d'un levier L agissant sur le poussoir P et dont le point le point d'appui O est mobile : ce point d'appui est au contact de la surface du levier et d'une pièce biseautée ; celle-ci peut glisser le long d'un axe parallèle à la position de repos du levier : elle se trouve poussée par une came K de profil tel qu'à chaque instant le rapport de démultiplication du

levier ait la valeur désirée. Le profil de la came K a été déterminé ailleurs (cf. [1], VIII). Cette came fait un tour pendant toute la durée de l'enregis-

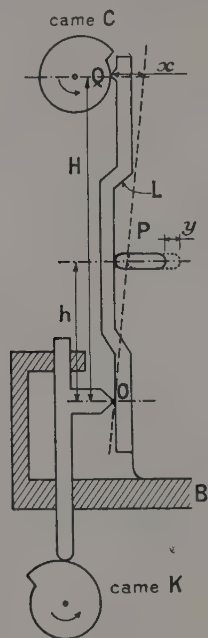


FIG. 3.

trement ; elle est entraînée par le même moteur que la came C par l'intermédiaire d'un système d'engrenages (cf. [1], XI).

IV. **Résultats.** — *a*) Deux montures correspondant à la description ci-dessus ont été construites, l'une pour un F.-P. de 7 cm de diamètre, l'autre pour un F.-P. de 3 cm de diamètre. Toutes les pièces, sauf les cames, forment un ensemble compact : celui-ci est placé sur une platine qui porte les cames C et K, le moteur et la boîte de vitesses.

b) La stabilité du F.-P. (conservation du parallélisme au cours du temps) est assez satisfaisante (légères retouches du réglage nécessaires d'une journée à l'autre). Les vibrations du sol n'entraînent aucun élargissement des anneaux, et ceci sans précautions particulières.

c) Nous avons déjà indiqué que le parallélisme des lames est conservé pendant l'exploration, mais à condition de ne pas faire défiler plus de sept ou huit anneaux.

d) DÉFINIANCE RELATIVE ($D_r = \Delta\sigma / d\sigma$, $\Delta\sigma$ étant l'intervalle entre ordres et $d\sigma$ l'écart maximum entre la loi réelle d'exploration et la loi théorique). — Le système démultiplicateur variable et l'ensemble languette-étrier n'introduisent aucun défaut d'exploration décelable. Il en est de même pour le système de balayage en dents de scie, le retour à l'état initial s'effectuant quelle que soit la position de la came K et du point d'appui O avec toute la précision désirable. Finalement la définiance relative est limitée par les défauts d'exécution de la came C à une valeur de l'ordre de 100 à 150 (variation du rayon ($X = \rho - \rho_0$) égale à 1 mm ; défauts légèrement inférieurs à 0,01 mm) ; la définiance pourrait être augmentée en choisissant une autre came dont la variation de rayon soit plus grande mais il en résulterait un accroissement proportionnel de la flèche de la lamelle l et la loi de Hooke (proportionnalité entre le couple et le déplacement) ne serait plus vérifiée. La solution consiste à allonger la lamelle l, mais ceci amène à modifier assez profondément la structure de la monture et ceci fera l'objet d'un article ultérieur.

L'ensemble des procédés de contrôle et de mesure du parallélisme et de la définiance ont été décrits ailleurs ([1], XI).

Conclusion. — Dans son état actuel, la monture qui vient d'être décrite nous a permis de faire fonctionner un spectromètre F.-P. intégral à basse résolution (cf. [1], XI) comprenant deux F.-P. tous deux à balayage mécanique, à dents de scie et dont la synchronisation a été décrite ailleurs. Cependant elle ne doit pas être considérée comme une réalisation définitive, mais plutôt comme une étape dans la mise au point d'une monture mécanique partant des mêmes principes et permettant d'atteindre une définiance supérieure à celle obtenue par variation de pression.

RÉFÉRENCES

[1] CHABBAL (R.), *Thèse*, Paris, 1957 (à paraître dans la *Revue d'Optique* en 1958).
[2] CHABBAL (R.) et JACQUINOT (P.), *Nuovo Cimento*, novembre 1955, p. 661.
[3] CHABBAL (R.), *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 245.

DISCUSSION

G. Courtès. — En quel métal est faite la monture ? Le fait d'appuyer par un étrier en deux points diamétralement opposés n'introduit-il pas des déformations ?

R. Chabbal. — La monture est actuellement en acier ordinaire. Pour obtenir une translation parfaite on est en fait amené à pousser sur le cercle intérieur en 2 points choisis de façon empirique ; en effet la symétrie de la monture actuelle n'est pas parfaite ; dans ces conditions les réactions de la monture à la poussée de l'étrier sont difficiles à

prévoir, tout métal se comportant comme du caoutchouc si on l'examine à l'échelle du cinquantième de longueur d'onde. Le choix des points de poussée est d'ailleurs facile.

G. W. Stroke. — A quelle précision les lames restent-elles parallèles pendant le déplacement ?

R. Chabbal. — Après passage d'une dizaine d'ordres, on observe un déréglage de l'ordre de 1/50 de λ. Je donnerai plus tard la méthode permettant de le déterminer.

J. Gobert. — Les frottements de la came ne produisent-ils pas de vibrations ?

R. Chabbal. — Non, car même pour les explorations les plus rapides du spectre, la came ne tourne guère à plus d'un demi-tour par minute. La monture est d'ailleurs suffisamment rigide pour que les autres sources de vibrations (par exemple le moteur d'entraînement de la came) ne produise aucun élargissement sensible des franges.

J. Ring. — L'exploration des deux Fabry-Perot du spectromètre est-elle obtenue par déplacement mécanique des lames ?

R. Chabbal. — Oui, car les épaisseurs des deux Fabry-Perot, résolvant et monochromateur, sont inférieures à la limite d'utilisation du procédé par variation de pression de 0 à 1 atmosphère. Je signale à ce sujet que si la résolution désirée était à la frontière d'utilisation de l'exploration par pression, il y aurait intérêt pour employer ce même procédé à l'exploration du spectre par le Fabry-Perot monochromateur, à donner à celui-ci une épaisseur égale non pas au 1/10, mais au 9/10 de celle du Fabry-Perot résolvant. L'élimination des ordres parasites est tout aussi efficace. Le balayage en dents de scie est encore utilisable à condition de resynchroniser les deux Fabry-Perot au début de chaque dent de scie.

J. H. Jaffé. — Le monochromateur à réseau doit-il être arrêté pendant le temps mort séparant deux dents de scie ?

R. Chabbal. — Ce n'est pas nécessaire car sa bande passante, égale à l'intervalle entre ordres du Fabry-Perot, est très supérieure à la bande passante du Fabry-Perot épais. En revanche, il est nécessaire d'arrêter le Fabry-Perot monochromateur pendant les temps morts du Fabry-Perot épais, ce qu'on obtient en limant quelques dents du pignon qui entraîne la came motrice du Fabry-Perot monochromateur.

H. J. J. Braddick. — Quelle est la stabilité de l'appareil ?

R. Chabbal. — Le parallélisme ne se conserve que quelques journées, mais aucune précaution particulière n'a été prise pour la construction de la monture et pour le choix de la matière première ; on peut donc espérer de ce côté un gain considérable.

H. J. J. Braddick. — L'épaisseur reste-t-elle constante ?

R. Chabbal. — Oui, si la pièce est thermostatée. Mais il est possible d'affranchir le système des variations de température par choix de la longueur des cales de silice séparant les deux premières couronnes métalliques.

J. G. Hirschberg. — Quel est le temps nécessaire à l'exploration d'un ordre ?

R. Chabbal. — Il dépend de la luminosité du spectre étudié. Pour les enregistrements du spectre du fer qui a été projeté, la vitesse maximum a été de $\frac{1}{2}$ minute par ordre (80 cm^{-1} à la minute).

J. G. Hirschberg. — Si la résolution désirée est très grande, l'exploration par variation de pression est-elle préférable ?

R. Chabbal. — Dans l'état actuel de la monture, la définiance fournie par l'exploration mécanique est inférieure à la définiance obtenue par variation de pression.

BALAYAGE ÉLECTROMAGNÉTIQUE DES ANNEAUX DE PEROT ET FABRY

Par J. GOBERT.
Faculté des Sciences de Lille.

Résumé. — Le défilement des anneaux, au centre de la figure d'interférence, est obtenu en faisant varier la distance entre les deux lames. L'une des lames est fixe, c'est sur celle-ci qu'on règle le parallélisme. L'autre lame peut se déplacer parallèlement à elle-même.
Description du dispositif électromagnétique assurant cette translation : cylindre mobile à suspension élastique, attiré par une bobine fixe et pourvu d'amortisseurs à huile ; alimentation de la bobine en courant variant linéairement en fonction du temps ou en courant périodique ; enregistrement soit sur un enregistreur à plume, soit sur un oscillographe cathodique.

Abstract. — Scanning is achieved by varying the separation of the two flats. Parallelism of the flats is obtained by adjustment of the fixed one. The other one can be moved parallel to itself.
Description of the electromagnetic device : a moving cylinder, elastically mounted, is attracted by a fixed coil and damped by oil-dampers ; the coil may be fed with current varying proportionally with time, or periodically ; recording is done either with a pen-recorder or with an oscillograph.

Nous nous proposons de donner ici un bref aperçu d'un dispositif de « balayage » électromagnétique, que nous avons réalisé à l'Institut de Physique de Lille. Nous avons conservé le terme électromagnétique que nous avions tout d'abord annoncé, mais à la réflexion, nous pensons que le terme électro-mécanique serait sans doute mieux adapté. (A vrai dire, les phénomènes de base sont des phénomènes mécaniques d'une part, et électromagnétiques d'autre part.)

Nous donnerons d'abord une description du dispositif ; ensuite nous étudierons les différents modes d'excitation de la bobine motrice, et les enregistrements que chaque mode d'excitation permet de réaliser.

I. Description et fonctionnement du dispositif. — Le principe est classique : on étudie la variation d'intensité lumineuse au centre de la figure d'interférence, en faisant varier la distance des deux lames. L'une des lames a une orientation fixe, et peut se déplacer parallèlement à elle-même ; c'est cette lame qui provoque le balayage, et c'est sur l'étude de son mouvement que nous ferons porter l'essentiel de notre exposé. L'autre lame est orientable dans différentes directions et permet le réglage des anneaux.

Les déplacements dont il vient d'être question se font par rapport à des bâtis fixes et, sans vouloir entrer dans le détail des réalisations mécaniques, nous voudrions simplement signaler la souplesse de ce dispositif. En effet, si on relie les deux bâtis de manière rigide par des entretoises de longueur déterminée, on réalise immédiatement des étalons de n'importe quelle épaisseur. Si, au contraire, on fixe chaque bâti sur les deux parties d'une glissière de bonne qualité, on réalise immédiatement un interféromètre à différence de marche variable. Nous avons réalisé les deux dispositifs, et nous avons remarqué qu'ils sont pratiquement équivalents au point de vue du balayage.

Étudions la translation de la lame par rapport à son bâti. La figure 1 donne le schéma de principe,

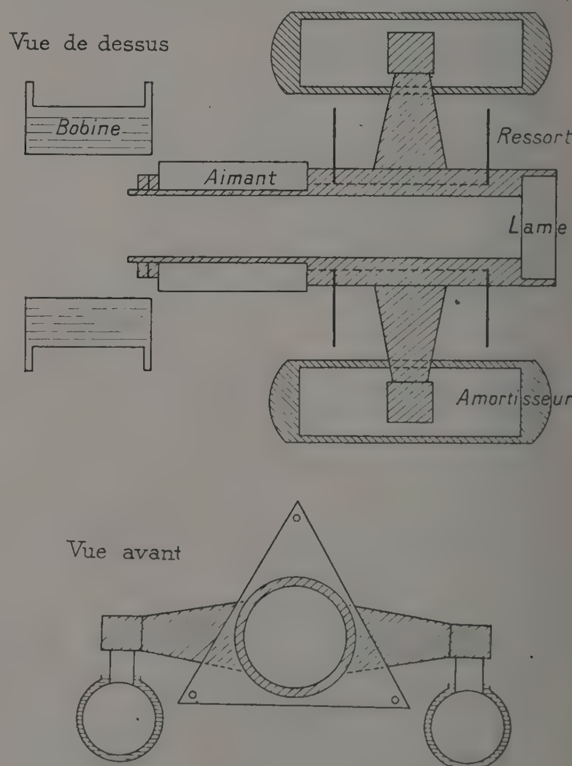


FIG. 1. — Schéma de principe.

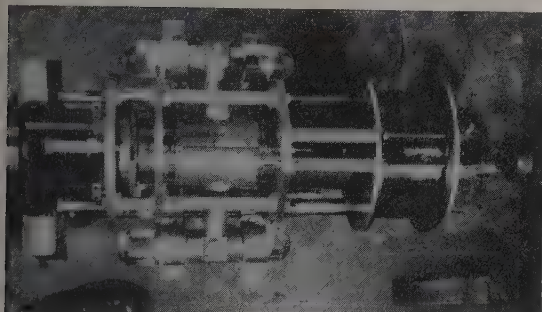


Fig. 2. — Vue latérale du dispositif.

la figure 2 une vue latérale et la figure 3 une vue de dessus. La partie mobile est constituée par un cylindre de bronze de 25 cm de longueur et de 7 cm de diamètre. Ce cylindre est évidé suivant son axe et peut ainsi livrer passage à un faisceau lumineux de 4 cm de diamètre. Il porte, à l'une de ses extrémités, la lame interférométrique en déplacement. Ce cylindre, qui est horizontal, est supporté par deux plaques minces triangulaires en acier. Ces plaques, qui sont verticales, sont rigidement liées au bâti à chaque sommet, en plus elles sont percées d'une large ouverture circulaire au centre, ce qui permet de les fixer à la périphérie du cylindre. En effet, le cylindre se compose d'une partie centrale, d'un anneau et d'un écrou, le tout permettant d'encastrer les bords des ouvertures circulaires des lames. Il est nécessaire que les surfaces qui appuient sur les lames soient finement usinées, et que les arêtes soient vives, pour que l'encastrement soit bien défini. A l'extrémité opposée à la lame interférométrique, le cylindre de bronze porte un aimant permanent. De forme cylindrique, cet aimant est emnanché sur le cylindre de bronze et fixé rigifement à lui. Cet aimant est en céramique ferromagnétique « Ferroxdure ». Nous avons là une bonne réalisation de l'aimant permanent idéal : insensibilité aux chocs et aux champs magnétiques extérieurs, et aussi une grande intensité d'aimantation. La grande résistivité électrique de cette substance rend impossible la naissance de courants de Foucault dans la masse de l'aimant. En face de cet aimant se trouve la bobine motrice. Cette bobine, solidaire du bâti fixe, attire ou repousse l'aimant et, par conséquent, le cylindre de bronze quand elle est parcourue par un courant. Si on veut que le mouvement de l'aimant soit bien défini, il faut que la bobine soit bien fixe ; or, il ne faut pas oublier que chaque brin de fil est soumis à une force. Nous avons réalisé une bobine très soigneusement imprégnée de manière à immobiliser toutes les spires sans exception.

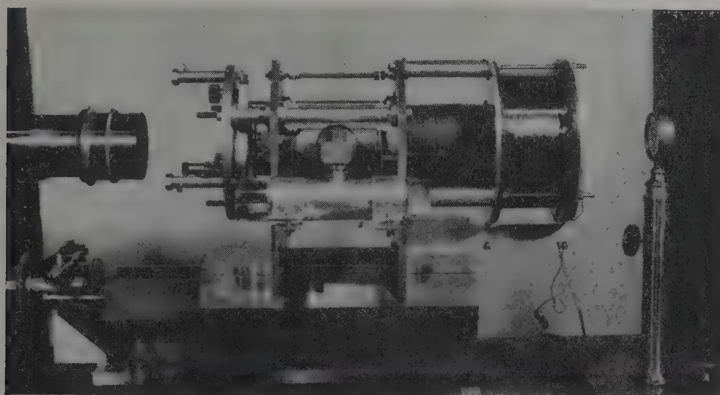


Fig. 3. — Vue supérieure du dispositif.

Enfin, il reste la question des amortisseurs. Le cylindre de bronze porte latéralement deux bras qui le relient aux amortisseurs. Ce sont deux cylindres de dural fixés horizontalement aux bras latéraux ; ils peuvent se déplacer à l'intérieur de deux cylindres de verre fermés à leurs extrémités et solidaires du bâti fixe. Dans l'interstice entre les deux cylindres, de l'huile sert d'amortisseur. Nous avons d'abord employé des huiles organiques ordinaires, mais nous en sommes vite venus aux huiles de silicones, de viscosité mieux définie, et plus constante en fonction de la température. Étant donné la faible vitesse de déplacement, nous avons ainsi réalisé avec une bonne approximation l'amortisseur idéal à fluide visqueux, où la force d'amortissement est proportionnelle à la vitesse de déplacement.

II. **Balayage lent.** — Les enregistreurs à inscription sur bande de papier (Philips, Meci etc.) impriment tous à la bande un mouvement uniforme. Par conséquent, si nous voulons adapter

notre balayage à ces enregistreurs, il faut donner à la lame un déplacement uniforme. Ceci se traduira par un enregistrement, où les ordres successifs d'interférence seront équidistants.

Puisque, en principe, toutes les lois mécaniques et électromagnétiques qui sont à la base de notre dispositif sont linéaires, il suffit d'envoyer dans la bobine une intensité à variation linéaire en fonction du temps. Nous exposerons d'abord comment nous avons produit cette intensité, puis nous présenterons quelques enregistrements réalisés avec notre dispositif, ce qui permettra d'en déterminer la précision.

A) Production d'une intensité linéaire en fonction du temps. — Voici deux des réalisations que nous avons utilisées ; elles sont prévues pour délivrer des intensités allant jusque 100 milliampères.

1. *Montage en série.* — On branche un rhéostat en série avec la bobine, et on alimente l'ensemble avec une batterie d'accumulateurs de grande capacité (*fig.* 4). En diminuant progressivement la résistance du rhéostat, on fait circuler dans la bobine un courant de plus en plus intense. Si on fait décroître la résistance suivant une loi en $R = \frac{R_0}{t}$, on obtient $I = \frac{V}{R_0}$ t.

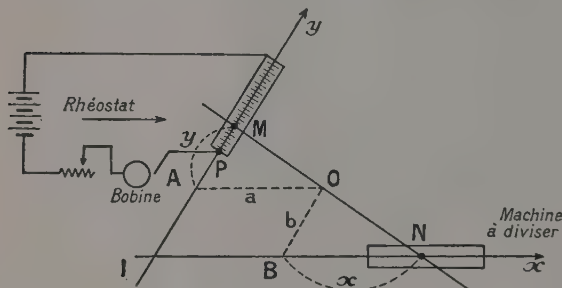


Fig. 4.

Pour réaliser $R = \frac{R_0}{t}$, nous avons utilisé la propriété géométrique suivante, soit : un angle XIY et un point fixe O à l'intérieur de cet angle. Une barre pivote autour de O. Les triangles semblables MAO et OBN donnent la relation

$$y/a = b/x \quad \text{d'où} \quad y = ab/x.$$

On met suivant IX une machine à diviser dont la vis est entraînée par un moteur synchrone. Le déplacement du chariot de la machine commande la rotation de la barre. Suivant IY on place le rhéostat dont le curseur, également monté sur un chariot, est entraîné par la rotation de la barre. Le rhéostat a sensiblement la position indiquée sur la figure. Or, pour appliquer la loi $y = \frac{ab}{x}$, il faudrait que la première spire se trouve en A. On dispose donc le rhéostat pour que la résistance qui se trouverait entre A et P, si l'enroulement s'y prolongeait, soit égale à celle de la bobine. Seulement il est impossible de réaliser cette disposition avec une précision suffisante, on réserve alors entre A et P une valeur supérieure à la résistance de la bobine et on ajuste avec une résistance auxiliaire.

Ce dispositif a l'avantage de donner une variation rigoureusement linéaire, seulement son inconvénient est de donner une variation discontinue, à cause du passage de spire en spire. La figure 5 reproduit un enregistrement de courant dont l'intensité varie de 30 à 95 milliampères.

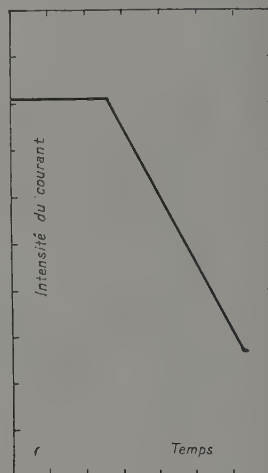


Fig. 5. — Enregistrement du courant avec montage série.

2. *Montage potentiométrique.* — Dans un montage potentiométrique classique, si on déplace linéairement en fonction du temps le curseur le long du fil résistant, on obtient une intensité linéaire dans le circuit dérivé, à condition que cette intensité soit négligeable devant celle du circuit principal. Si on demande une intensité qui n'est plus négligeable, un déplacement linéaire du curseur ne donne plus qu'une intensité inférieure à celle de la loi linéaire souhaitée. Si maintenant on insère une résistance compensatrice dans le circuit principal, et que simultanément au déplacement du curseur on diminue cette résistance, l'augmentation de

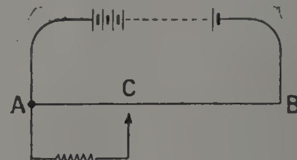


Fig. 6.

l'intensité dans le circuit principal peut être telle que l'on obtienne en définitive une intensité pratiquement linéaire dans la dérivation.

Nous avons fait une étude complète de la question ; nous la résumerons rapidement. Le circuit principal comprend le potentiomètre, la résistance compensatrice et une résistance fixe ; il est alimenté par une batterie de 120 V de grande capacité, et est parcouru par un courant d'environ 1 ampère. Une diminution linéaire de la résistance compensatrice et un déplacement simultané et linéaire du curseur permettent d'envoyer dans la bobine motrice placée dans la dérivation, un courant variant de 0 à 100 milliampères. Ce courant, qui représente 10 % de l'intensité totale, a un defaut de linéarité évalué par le calcul à quelques millièmes. En fait, les enregistrements de ce courant, nous ont donné des droites pratiquement parfaites. La figure 7 montre un enregistrement

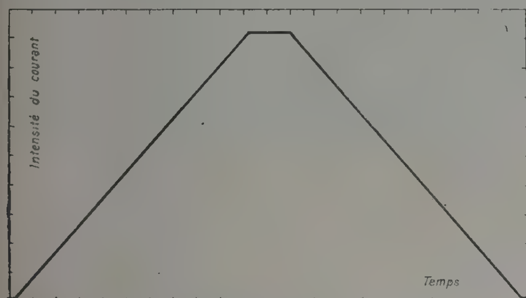


Fig. 7. — Enregistrement du courant avec montage potentiométrique.

de ce courant; passage de 0 à 100 m A puis retour de 100 à 0 ; l'enregistrement complet dure environ 1 heure 30.

La réalisation de ce dispositif est très simple. Deux bobines de rayon convenablement calculé sont montées en série et fixées sur un même axe. Elles sont entraînées du même mouvement de rotation uniforme par un moteur synchrone convenablement démultiplié. Un premier curseur sur la bobine compensatrice amène le courant, un autre sur la bobine potentiométrique prélève le courant à envoyer dans la bobine motrice. La variation d'intensité est ainsi absolument continue puisque les curseurs constituent un contact glissant sur les enroulements hélicoïdaux. Les figures 8 et 9 représentent cette réalisation.



Fig. 8. — Vue du potentiomètre.

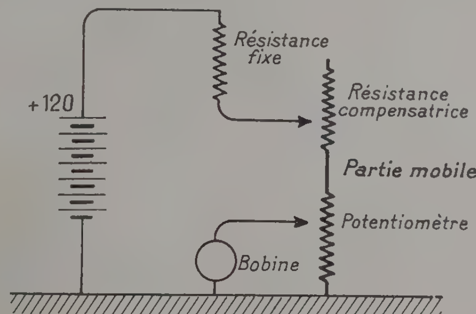


Fig. 9.

Remarque. — Nous pensons que les méthodes électroniques peuvent également donner des solutions très satisfaisantes à ce problème. Les quelques essais que nous avons faits, avec des 807 en charge cathodique, sont en effet très encourageants.

B) Étude du balayage lent. — Nous avons réalisé un certain nombre d'enregistrements pour vérifier le fonctionnement de notre dispositif, et déterminer la précision que nous pouvons en attendre.

Deux choses sont à vérifier, d'une part la linéarité du déplacement des anneaux, d'autre part la conservation du parallélisme au cours du déplacement. La figure 10 reproduit un enregistrement, le fonctionnement est satisfaisant aux deux points

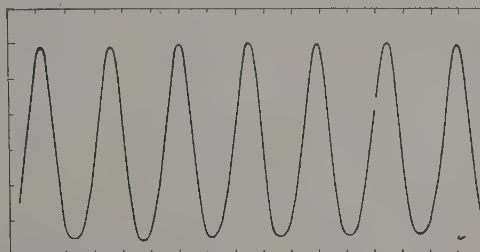


Fig. 10. — Enregistrement des anneaux.

de vue envisagés. Un relevé plus précis de la position des anneaux fait directement sur l'enregistrement donne la figure 11.

Un certain nombre d'études similaires ont été faites sur d'autres enregistrements et ont donné des résultats comparables. Dans son état actuel, notre

dispositif de balayage donne une précision de l'ordre de un à deux pour cent, aussi bien sur la linéarité que sur la conservation du parallélisme.

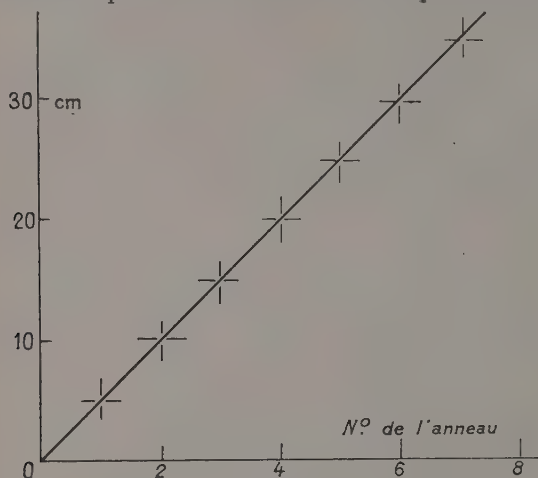


Fig. 11. — Position des anneaux.

III. **Balayage rapide et observation à l'oscillographe cathodique.** — Si on alimente la bobine motrice avec du courant alternatif, le système se met à osciller. Nous avons presque toujours utilisé le secteur à 50 périodes, et quelquefois un générateur B. F. à des périodes voisines de 50. Étant donné l'élasticité des supports et la grande masse en mouvement, les oscillations du cylindre sont sinusoïdales. Ce balayage rapide convient admirablement pour observer des figures d'interférence à l'oscillographe cathodique.

Il faut d'abord donner au spot de l'oscillographe un déplacement horizontal en phase avec la position de la lame interférométrique. Étant donné les déphasages qui se produisent à différents endroits du dispositif de balayage, il faut appliquer aux plaques verticales une tension convenablement déphasée par rapport à la tension d'attaque de la bobine motrice. Voici le schéma du montage électrique utilisé quand on prend le secteur pour source (*fig.* 12).

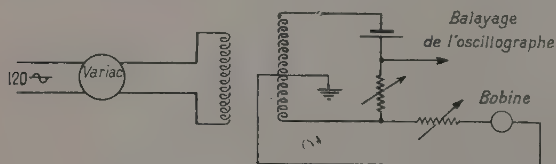


Fig. 12.

Il faut ensuite porter en déviation verticale une tension proportionnelle à l'intensité lumineuse, que l'on prélève sur la résistance de charge du photomultiplicateur.

Ce dispositif donne encore des ordres équidistants. La figure 7 reproduit l'écran de l'oscillographe. Ce sont les mêmes anneaux que ceux enregistrés sur la bande de balayage lent et reproduits sur la figure 6. On peut remarquer que l'équidistance est respectée et que les anneaux restent réglés. D'ailleurs l'ensemble de ce dispositif oscillant est extrêmement stable, nous l'avons quelquefois laissé osciller pendant plus d'une heure sans jamais observer la moindre variation de la figure décrite par le spot.

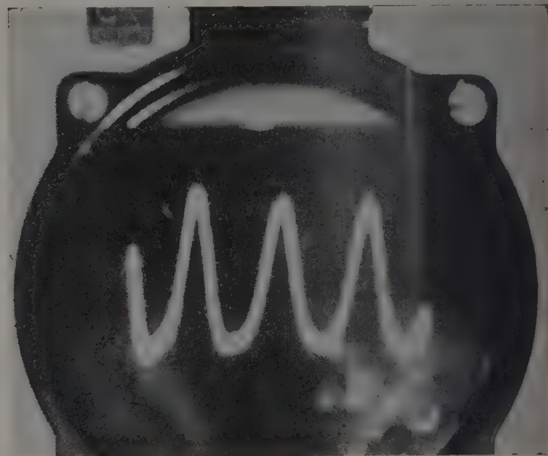


Fig. 13. — Anneaux à l'oscillographe cathodique.

Ce mode d'enregistrement, que nous avions tout d'abord considéré comme un moyen d'observation visuelle rapide et commode, présente aussi d'autres avantages. D'abord il élimine le problème, toujours un peu délicat, de l'amplification en courant continu. Ici un amplificateur alternatif tel que celui d'un oscillographe suffit. Ensuite, il permet de travailler avec des sources lumineuses instables ou éphémères. En effet, avec les émulsions rapides actuelles on peut faire de l'instantané sur un écran d'oscillographe cathodique. La figure 13 a été très largement posée pour avoir une courbe très accusée, plus visible en projection. Elle a été prise en 1/10 de seconde avec une ouverture de 4,5 sur un oscillographe Ribet Déjardin 267 B, donc avec une luminosité ordinaire sans post-accélération spéciale. Avec des ouvertures plus grandes nous avons pu diminuer la pose, ce qui permet actuellement d'enregistrer des distributions interférométriques en 1/50 de seconde.

DISCUSSION

P. Giacomo. — Quelle est l'efficacité de vos amortisseurs ? Les vibrations accidentelles sont-

elles effectivement sans effet sur la largeur des franges ?

J. Gobert. — La figure obtenue sur l'écran de l'oscilloscope reste parfaitement stable si les amortisseurs sont utilisés, sinon on observe de fortes oscillations, bien que, par ailleurs, de très grandes précautions aient été prises pour isoler le Fabry-Perot des vibrations du sol. Ces précautions restent d'ailleurs indispensables même si les amortisseurs actuels sont mis en service. Une amélioration certaine serait obtenue en ajoutant des amortisseurs verticaux et en utilisant des huiles à très grande viscosité (celle-ci qui n'est que de 1 000 centistokes sur notre montage peut atteindre 60 000 centistokes avec des huiles spéciales).

P. Jacquinot. — Les franges que vous avez montrées ont une très faible finesse. Or, le critère que vous utilisez pour vérifier la conservation du parallélisme des lames est la constance de la hauteur des maxima. Ce critère n'est précis que si la finesse est grande ; il en serait de même d'ailleurs pour tout autre. Cette remarque concerne la sensibilité de votre critère et non le principe de votre méthode dont je pense qu'il est très sain.

J. Gobert. — Il existe d'ailleurs de nombreux paramètres permettant d'améliorer la conservation du parallélisme : orientation des triangles supports et augmentation éventuelle du nombre de ces triangles. Je pense qu'alors une centaine d'ordres pourraient être explorés sans perte du parallélisme.

R. Chabbal. — L'inconvénient majeur de l'exploration continue de 100 anneaux par rapport au balayage en dents de scie est l'augmentation très grande de la précision à obtenir sur la variation du facteur d'exploration. Celui-ci doit être défini au 1/30 000 près et non plus au 1/300 si l'on veut, ce qui est raisonnable, que la définiance relative soit 10 fois supérieure à la finesse. Pensez-vous pouvoir obtenir une telle précision ?

J. Gobert. — Il faudrait utiliser une batterie à grande capacité, réaliser le montage potentiométrique avec un alliage dissipant bien la chaleur et de plus maintenir la bobine à température constante.

R. Chabbal. — Quelle puissance est dépensée dans la bobine et la chaleur dissipée au voisinage du Fabry-Perot ne dérègle-t-elle pas celui-ci ?

J. Gobert. — Il ne le semble pas, mais la faible finesse actuelle des anneaux ne permet pas d'apprécier de faibles déréglages.

G. Courtès. — Je suggère que la précision dans le contrôle du parallélisme pourrait être augmentée par l'emploi de deux fentes placées contre les lames, et aussi écartées que possible l'une de l'autre.

BALAYAGE THERMIQUE DES ANNEAUX DE PEROT ET FABRY

Par J. ROIG,
Faculté des Sciences, Lille.

Résumé. — I. *Récepteur photographique.* — Une image du diamètre des anneaux se forme sur la plaque. La plaque se déplace par translation perpendiculairement à ce diamètre pendant que la température de l'interféromètre varie. Obtention de franges paraboliques qui sont explorées suivant leur axe, au microphotomètre.

II. *Récepteur photoélectrique.* — Le centre des anneaux est projeté sur le diaphragme d'entrée d'un photomultiplicateur I P 21. Le courant photoélectrique est mesuré par un millivoltmètre enregistreur.

Il faut obtenir un balayage uniforme des franges sans les dérégler. Description de plusieurs montages.

Des résultats satisfaisants ont été obtenus en montant la lame mobile sur la base d'un cylindre creux en bronze. Le cylindre est chauffé par un solénoïde enroulé sur sa surface latérale. La puissance électrique mise en jeu est de quelques watts. Le montage est rigide, peu sensible aux vibrations ; les lames restent à température constante et ne se déforment pas ; le réglage du balayage est indépendant de la distance des lames.

Une came de forme géométrique simple, commandée par un moteur synchrone, agit sur le rhéostat de chauffage et permet d'obtenir une élévation linéaire de la température du cylindre. Calcul de la forme de la came ; rôle de la constante de temps thermique du cylindre.

Abstract. — I. *Photographic receiver.* — A diameter of the interference pattern is imaged on the photo-plate. The plate is moved uniformly perpendicular to this diameter during the thermal scanning of the interferometer. Parabolic fringes are obtained, which are later recorded along their axis with a microphotometer.

II. *Photoelectric receiver.* — The center of the interference pattern is imaged on a hole in front of an I P 21 photomultiplier, and the resulting signal is measured by a recording-millivolmeter. It is necessary to scan the fringes in a uniform way, without introducing misadjustment, and some designs are described.

Good results have been obtained with the scanning etalon plate mounted at the end of an hollow bronze cylinder. This cylinder is heated by a coil wound on the circumference, the required power being a few watts. The mounting is rigid, vibration free, and the flats remain at constant temperature and are not distorded ; the precision of scanning does not depend on the separation of the flats.

A cam, of simple geometrical shape, driven by a synchronous motor, controls a rheostat in the heating circuit, which thus gives a linear rise in temperature. The cam shape is calculated, and the thermal time constant of the cylinder is taken into account.

Le moyen le plus simple pour réaliser le balayage des anneaux à l'infini consiste à déplacer une des lames d'un mouvement de translation uniforme. L'emploi de la dilatation des supports permet d'obtenir ce déplacement en conservant la rigidité de l'étalon et en évitant les difficultés d'un procédé purement mécanique. Nous verrons qu'il est possible d'éviter la déformation thermique des lames.

I. Récepteur photographique. — Nous avons utilisé, en 1937 [1], une méthode de balayage thermique avec récepteur photographique. Un monochromateur isole la radiation étudiée. L'image des anneaux se projette sur une fente rectiligne étroite AB, qui en constitue un diamètre.

Une lame de l'étalon est fixée sur un socle en acier ; l'autre lame est portée par une forte tige de laiton dont la longueur est environ 10 cm. L'interféromètre est placé dans un thermostat dont la température varie linéairement avec le temps ; un mouvement d'horlogerie donne à la plaque photographique, conjuguée de AB, une translation dans son plan, perpendiculairement à AB.

Si r est la distance des anneaux à leur centre, e, l'épaisseur de l'étalon, Δe, la variation d'épaisseur proportionnelle au temps, F, la distance focale de l'objectif d'observation, on a, avec une origine convenable :

$$r^2 = 2F^2 \frac{\Delta e}{e}. \quad (1)$$

On obtient sur la plaque une série de paraboles décalées par translation le long de leur axe commun.

La figure 1 représente deux enregistrements. 1b correspond à une élévation linéaire de la température ; dans 1a, l'appareil a été échauffé au début par la présence de l'opérateur durant les réglages

La plaque est explorée au microphotomètre le long de l'axe des paraboles.

La méthode convient pour des raies brillantes ; il faut prendre pour AB une fente fine et cela

entraîne, pour des raies faibles, une vitesse très lente pour le déplacement de la plaque. On peut facilement contrôler tout le long d'une parabole une variation éventuelle de la source.

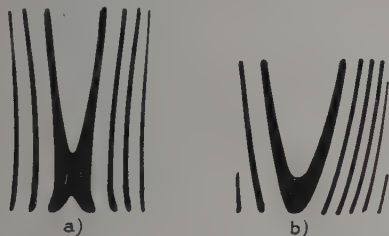


FIG. 1.

RÉCEPTEUR PHOTOÉLECTRIQUE. — Nous avons repris ces essais récemment [2], en utilisant pour récepteur un photomultiplicateur IP 21. Le courant photo-électrique attaque un millivoltmètre enregistreur Philips soit directement par une résistance de charge de 10 000 ohms, soit par l'intermédiaire d'un montage transformateur d'impédance.

La raie utilisée dans nos essais est intense (raie verte de cadmium) ; elle est fournie par une lampe spectrale et filtrée par un écran de gélatine colorée. La distance des lames est faible (2,5 mm). Les lames sont recouvertes par deux semi-argentures (pouvoir réflecteur 0,75).

II. **Première réalisation de l'interféromètre.** — Nous avons recherché un montage rigide atténuant le rôle des vibrations tout en permettant une dilatation sans distorsion. Pour la commodité des réglages, nous avons utilisé un étalon à lames horizontales. Trois tiges verticales peu dilatables : T1,

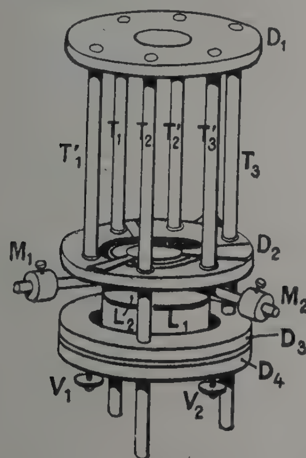


FIG. 2.

T2, T3 (*fig.* 2), en acier, ou mieux en invar, sont fixées dans deux colliers D1 et D3, et assurent la rigidité de l'ensemble.

La monture L1 de la lame inférieure est fixée sur le collier D4 que trois vis calantes et trois ressorts appuient sur D3. Ces vis calantes permettent un réglage approché du parallélisme des lames. Pour assurer le réglage fin, la monture L2 de la lame supérieure est fixée à un collier D2 par trois tiges d'acier horizontales, à section rectangulaire disposées radialement à 120° l'une de l'autre. Cette monture porte, du côté diamétralement opposé à chacune des tiges d'acier, une tige de laiton de 1 cm de diamètre et 10 cm de longueur. Les tiges de laiton passent librement au-dessous de D2 et portent des masselottes M. En déplaçant ces masselottes le long des tiges on modifie leur bras de levier et la flexion des tiges d'acier correspondantes ; il est facile d'obtenir une variation d'un anneau au centre pour une course complète de M.

CHAUFFAGE DE L'APPAREIL PAR LA CAGE. — Dans cette première réalisation, le collier D2, qui supportait la lame supérieure, était fixé au collier supérieur D1 par trois tiges verticales en laiton T'1, T'2, T'3. Les tiges verticales d'assemblage T1, T2, T3 traversent D2 librement et sans frottement. Une élévation uniforme de la température, dans la cage qui isole thermiquement l'appareil, rapproche les lames et fait défiler les anneaux. Le montage permet facilement d'imposer à T' une longueur utile choisie à l'avance et indépendante de la distance des lames. L'appareil peut être rendu plus ou moins sensible à la température. Le réglage ne dépend pas de l'épaisseur de l'étalon.

1° La paroi intérieure de la cage isolante est uniformément garnie d'une résistance à fil nu de 50 ohms. Le procédé de chauffage le plus simple consiste à envoyer dans cette résistance un courant constant de 1 ampère. Si l'on porte en abscisses le temps et en ordonnées la dilatation (mesurée par le numéro d'ordre des anneaux), on obtient une courbe qui présente au début et en fin de chauffage une partie horizontale (température limite) et au milieu de l'expérience une partie sensiblement rectiligne (tangente d'inflexion). Dans cette partie rectiligne on peut observer cinq ou six ordres sensiblement équidistants.

2° Pour obtenir une élévation plus linéaire de la température, nous avons commandé le courant dans la résistance de chauffage par un régulateur PYRECTRON ; un moteur synchrone, très fortement démultiplié, donnait un déplacement proportionnel au temps à l'index qui commande le réglage de l'appareil.

Ces deux procédés présentent les inconvénients suivants :

a) L'élévation de température dans la cage pouvait atteindre une dizaine de degrés ; en fin d'expérience, on constatait une déformation de la planéité des lames et une diminution du contraste des franges.

b) Il était difficile d'équilibrer les dilatations des trois tiges et ce réglage n'était pas constant.

Nous avons, dans ces conditions, modifié la construction de l'appareil et le dispositif de chauffage.

III. **Deuxième réalisation de l'interféromètre.** — Le collier D2, qui supporte la lame supérieure, est relié au collier supérieur D1, non plus par trois tiges mais par un cylindre creux en bronze de 1 cm d'épaisseur. Deux gorges profondes, à 1 cm des bases sur le cylindre, limitent les pertes par conductibilité vers le reste de l'appareil.

Le cylindre seul est uniformément chauffé par un fil résistant de 40 ohms, enroulé à spires jointives sur sa surface latérale, entre les deux gorges (*fig.* 3).

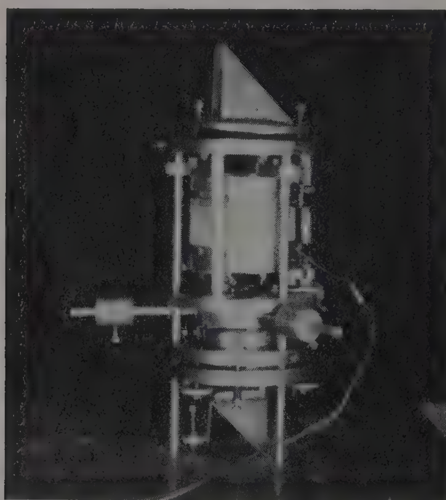


Fig. 3. — Réalisation de l'interféromètre.

Le courant de chauffage est au départ 0,1 ampère ; la puissance 0,4 watts. Cette puissance peut être multipliée par un facteur 2 ou 3 au cours de l'expérience. Le cylindre subit seul l'élévation de température et les lames ne se déforment pas. Le réglage des anneaux se conserve au cours de la dilatation et l'ordonnée des maximas successifs reste constante avec une approximation satisfaisante (*fig.* 4 et 5).

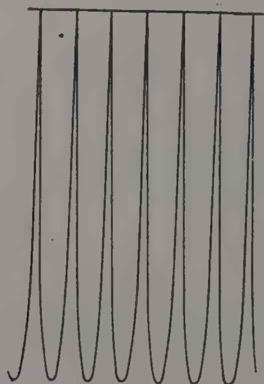


Fig. 4.

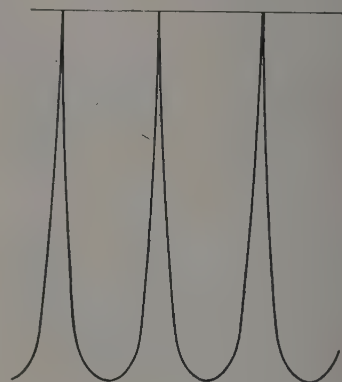


Fig. 5.

Commande de la température du cylindre. — Les anneaux sont équidistants si la température du cylindre augmente linéairement avec le temps. Si le cylindre est soigneusement isolé, il suffit de lui fournir une puissance constante. Mais il y a toujours des pertes thermiques à travers l'air ou par conductibilité le long des supports.

Il faut déterminer comment doit varier le courant de chauffage, en fonction du temps, pour que l'élévation de température soit linéaire malgré les pertes. Nous ferons quelques hypothèses simples, justifiées par les faibles puissances et les faibles élévations de température (quelques watts et quelques degrés). La température de l'enceinte sera supposée constante et sera prise pour origine des températures. Nous admettons que le cylindre est à une température uniforme θ, au-dessus de la température de la cage (le chauffage est lent et uniforme, le métal est conducteur). Enfin nous supposerons que la puissance dissipée par les fuites en une seconde est proportionnelle à θ. Soit M la masse du cylindre, C sa chaleur spécifique, W la puissance de chauffage, et $W' = k\theta$ la puissance perdue. Nous poserons $\tau = MC/k$, constante thermique de temps.

$$W = MC\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t} + k\theta \tag{2}$$

a) Nous réalisons généralement à l'origine $\theta_1 = 0$. Nous obtenons la loi $\theta = \alpha t$, si :

$$W = W_1[1 + t/\tau] \; ; \qquad \alpha = W_1/MC = W_1/k\tau.$$

Quelle que soit la puissance au départ, il suffit d'assurer une variation linéaire qui la double

pour $t = \tau$. Le résultat est physiquement évident ; à chaque instant

$$W = W_1 + W'$$

W' équilibrant les pertes, tout se passe comme si le cylindre parfaitement isolé recevait une puissance constante W_1.

b) Dans le cas général, où la température du cylindre au départ a une valeur quelconque θ_1 (cylindre échauffé par une expérience antérieure), imposons à W une variation linéaire quelconque ; nous pouvons toujours l'écrire :

$$W = W_1 + W_2\, t/\tau \qquad \tau = MC/k. \tag{4}$$

Posons arbitrairement :

$$k\theta_0 = W_1 - W_2\,; \tag{5}$$

la loi de variation de la température sera :

$$k\theta = k\theta_0 + W_2\, t/\tau + k(\theta_1 - \theta_0)\, e^{-t/\tau} \tag{6}$$

τ est de l'ordre de 10 minutes dans notre appareil ; τ se mesure en observant la succession des anneaux durant le refroidissement du cylindre. La courbe (6) tend asymptotiquement vers la droite :

$$k\theta = k\theta_0 + W_2\, t/\tau. \tag{7}$$

Si la température initiale θ_1 est supérieure à θ_0, la courbe présente au départ une concavité vers le haut ; si θ_1 est inférieur à θ_0, elle a une concavité vers le bas. Pour $\theta_1 = \theta_0$, ce que l'on peut toujours réaliser en réglant W_1, on aura pour θ une loi linéaire.

Le réglage de W_1 sera facilité sans perturber W_2 si l'on dispose sur le cylindre deux enroulements, l'un parcouru par un courant fonction du temps et l'autre par un courant constant et réglable. Un couple thermoélectrique dont la soudure chaude fera corps avec le cylindre donnera la valeur de θ_1.

c) Si $\theta_1 \neq 0$, l'équation (5) jointe à la condition $\theta_1 = \theta_0$ donne :

$$W_1 = k\theta_1 + W_2 \qquad W = W_1 + W_2\, t/\tau.$$

La loi de variation de W est la même pour une température initiale nulle ou pour une température initiale θ_1. Il suffit de commencer le chauffage avec la puissance qui serait mise en jeu dans le premier cas lorsque θ atteint θ_1.

IV. **Réglage du courant de chauffage.** — Le problème revient dans tous les cas, à réaliser, dans une résistance chauffante ρ constante, une puissance :

$$W = W_1(1 + t/\tau) = \rho i^2$$
$$i = i_0(1 + t/\tau)^{1/2}.$$

Nous disposons d'une source à potentiel constant (accumulateur) ou à potentiel efficace constant (autotransformateur relié au secteur par un stabilisateur magnétique). Il faut que la résistance totale branchée aux bornes de la source, et comprenant la résistance ρ, vérifie la relation

$$R = R_0(1 + t/\tau)^{-1/2}. \tag{9}$$

En particulier :

$$R_\tau = R_0/\sqrt{2}.$$

Pour réaliser R, nous plaçons en série avec ρ un rhéostat à curseur R_1 dont la résistance maxima est 1 000 ohms et un rhéostat de réglage R_2 d'une centaine d'ohms.

$$R = R_1 + R_2 + \rho.$$

Nous dessinons, à grande échelle, la courbe

$$Y = Y_0(1 + u)^{-1/2} \tag{10}$$
$Y_0 = 30$ cm — l'unité pour u est 10 cm.

La courbe tracée avec précision sur papier millimétré est collée sur une feuille de carton rigide ou une feuille d'aluminium qui seront découpées suivant ce contour et constitueront une came dont le plan est horizontal. La came se déplace perpendiculairement à la course du curseur de R_1 : sur son profil glisse une tige verticale de faible diamètre qui entraîne le curseur monté sur roulements à billes. Quand la came s'est déplacée de u, la position du curseur, à partir d'une origine convenable est donnée par l'équation (10) ; la position de départ Y_0 correspond au maximum de R_1. Si R_1 était seule en ligne et si l'origine de Y correspondait à $R_1 = 0$, la variation désirée serait réalisée.

En réalité, quand le curseur est à bout de course, en un point B, $Y = Y_B > 0$. Mais il est évident que la façon dont est réalisée la résistance entre le point B et le point d'origine O des ordonnées Y n'importe pas ; on peut remplacer la partie OB d'un rhéostat R régulièrement enroulé par la résistance fixe ρ et la résistance de réglage R_2 et utiliser ainsi toute la course du curseur R_1. Il suffira de donner à $R_2 + \rho$ la valeur convenable pour que l'équation (9) soit vérifiée.

Ce réglage est facile : plaçons la came dans la position $u = 0$ et lisons le courant i_0. Plaçons la came dans la position $u = 1$, lisons le courant i_1. On règle R_2 par tâtonnements jusqu'à ce que :

$$i_1 = i_0\sqrt{2}$$

L'autotransformateur permet de modifier à volonté i_0, et par suite W et la vitesse de succession des anneaux. L'entraînement régulier de la came est assuré par une vis au pas de 1 mm, de 75 cm de long, entraînée par un moteur synchrone SAPMI très démultiplié, dont la puissance est 6 watts.

V. **Description du montage et résultats.** — Le cliché 6 représente la came ; le curseur se déplace sur des rails légèrement inclinés et est appuyé sur

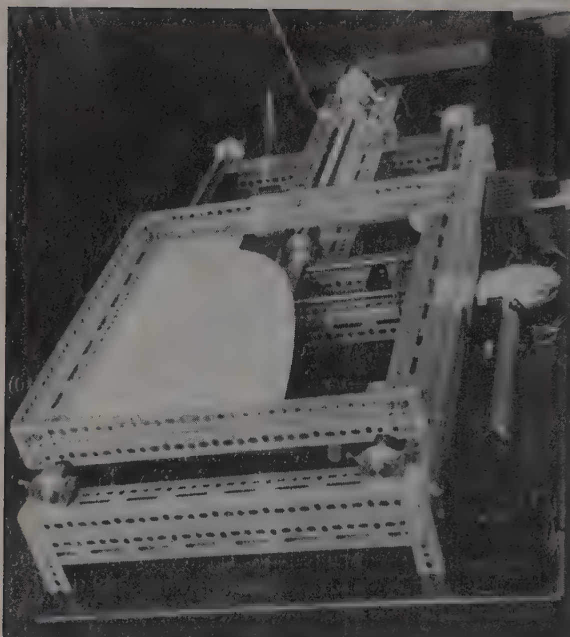


Fig. 6. — Came.

la came par son propre poids. Le cliché 7 montre l'ensemble du montage, on y voit la cage isolante, équilibrée par des contrepoids ; elle assure également une protection contre la lumière parasite. Les trois graphiques 8, 9, 10 donnent les résultats des mesures selon les réglages ; on voit que la concavité de la courbe au départ est positive, négative, ou nulle.

Dans l'état actuel des essais, l'écart des ordres successifs est constant, à 1 ou 2 % près, au milieu des enregistrements. Nous avons observé parfois accidentellement de plus grands écarts. Ces irrégularités sont dues vraisemblablement à la très faible puissance du moteur qui entraîne la came ; les frottements peuvent nuire à la régularité du synchronisme. Nous envisageons l'emploi d'un moteur de plusieurs dizaines de watts. Il est d'ailleurs facile de sélectionner dans les ordres successifs ceux dont l'équidistance est entièrement satisfaisante.

Les clichés 3 et 4 montrent la stabilité du réglage et la parfaite régularité du tracé.

Les principaux avantages du dispositif sont les suivants :

Le réglage du balayage est indépendant de la distance des lames.

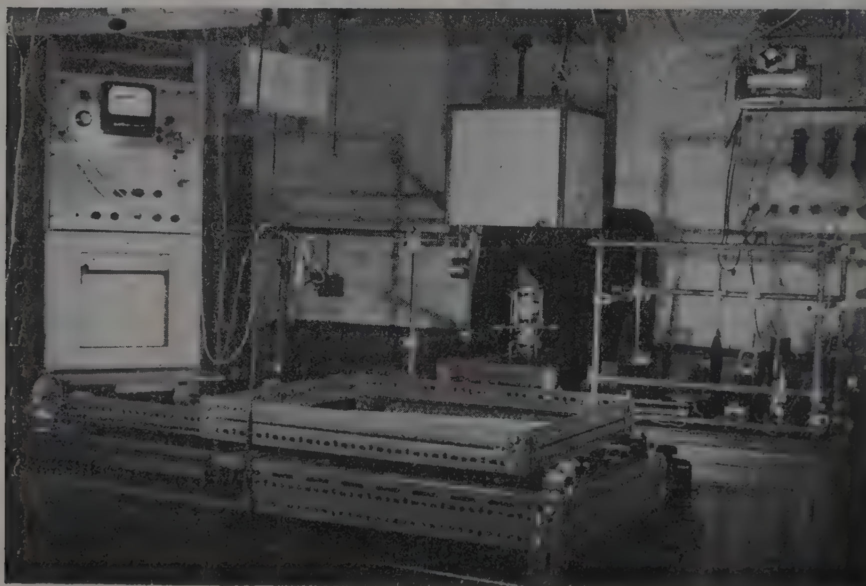


Fig. 7. — Ensemble du montage.

Pour modifier la vitesse de passage des anneaux, il suffit d'agir sur l'autotransformateur d'alimentation ($\theta_1 = 0$).

On peut faire défiler une vingtaine d'anneaux sans élévation excessive de la température. Les lames restent à température constante.

La puissance dépensée dans l'interféromètre est très faible.

Le balayage est très progressif sans discontinuités et sans secousses.

La réalisation n'exige pas de mécanique de haute précision.

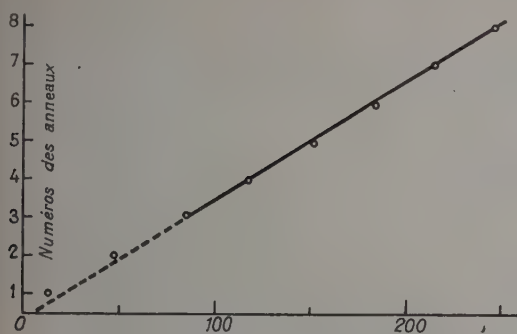


Fig. 8.

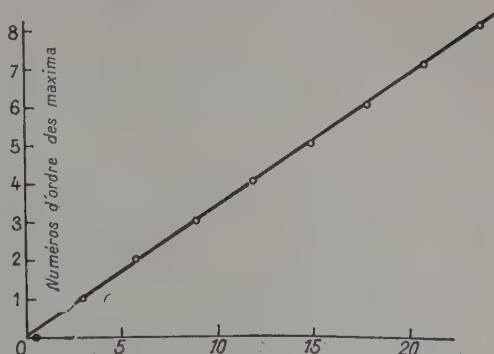


Fig. 10.

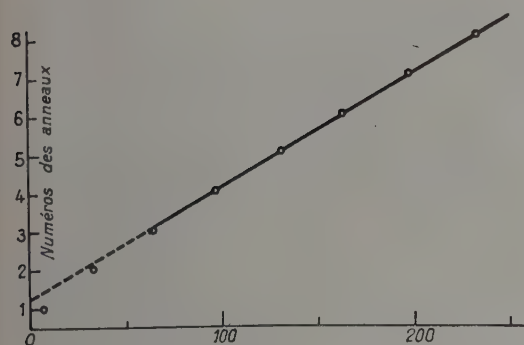


Fig. 9.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Roig (J.), *Thèse*, Paris, 1937, 69 et 70.
[2] Copin (Mlle A. M.), Diplôme d'études supérieures, Lille, 1957.

DISCUSSION

J. G. Hirschberg. — Quel est le temps nécessaire pour revenir à la température initiale ? Est-il conciliable avec un balayage en dents de scie ?

J. Roig. — La valeur de la constante de temps τ dépend des dimensions adoptées pour le cylindre et de son isolement thermique. Dans l'état actuel $\tau = 10$ minutes, la méthode se prêterait mal à un balayage en dents de scie et convient surtout pour obtenir le passage de 10 à 20 franges.

ÉTUDE DE PROCÉDÉS ÉLECTRIQUES DE « BALAYAGE » POUR DES INTERFÉROMÈTRES ENREGISTREURS

Par R. DUPEYRAT,

Laboratoire des Recherches Physiques de la Sorbonne.

Sommaire. — Le balayage, dit « de pression », avec variation de pression de 0 à 1 atmosphère n'est pas utilisable en dessous de 0,2 mm d'épaisseur.

On emploie habituellement le balayage « mécanique ».

Nous avons étudié l'application de la magnétostriction et de l'effet piézoélectrique inverse.

Le deuxième effet est plus séduisant, *a priori*, parce qu'il ne demande qu'une puissance minime, mais il nécessite la fabrication de grandes lames cristallines de titanate de baryum (les céramiques utilisées actuellement son trop peu semblables et leur fidélité est peu sûre).

Abstract. — " Pressure " scanning, with pressure varying from 0 to 1 atmosphere, is not efficient for thicknesses less than 0,2 mm.

" Mechanical " scanning is ordinarily used.

Application of magnetostriction and reverse piezoelectric effect has been studied.

The second effect is, *a priori*, more attractive, for it needs only very low power consumption, but large crystals of barium titanate must be prepared (available ceramics show some lack of similitarity and fidelity).

Le « balayage de pression » de l'interféromètre de Fabry-Perot enregistreur ne convient pas pour résoudre les problèmes de spectroscopie à faible résolution.

En effet, si e = distance des lames ; n = indice du gaz ; σ = nombre d'onde en cm^{-1} de la radiation utilisée ; k = ordre au centre on a

$$2ne = \frac{k}{\sigma}$$

et en différentiant :

$$2e\,\Delta n = \frac{\Delta k}{\sigma}$$

pour une variation d'ordre $\Delta k = 1$ il vient $\Delta n = 1/2e\,\sigma$, qui est la variation d'indice nécessaire pour obtenir le balayage d'un ordre.

Si la variation totale d'indice Δn est obtenue à partir d'une variation de pression de 0 à 1 atmosphère du gaz utilisé, on a :

$$\Delta n = (n - 1)_{76.t}.$$

Le fréon 12, CF_2Cl_2, est le gaz le plus réfringent, utilisable dans le visible, que nous ayions trouvé.

Pour ce gaz $(n - 1) \# 11.10^{-4}$.

Nous ne pouvons donc pas dans ces conditions appliquer la méthode du balayage de pression pour $e < 1/2\sigma\Delta n$ (de l'ordre de 0,02 cm).

Ceci correspond dans le visible à un intervalle spectral libre de $\sigma\Delta n$ soit $(2.10^4 \times 11.10^{-4})$ environ 20 cm^{-1} et, pour une finesse de l'ordre de 20, à une résolution de l'ordre de 20 000 (c'est-à-dire qu'on séparera le cm^{-1}).

Le balayage de pression sera insuffisant dans le cas où la largeur du groupe de raies à analyser sera supérieure à l'intervalle spectral libre précédent et en particulier dans les associations d'interféromètres réalisées pour les spectromètres F. P. intégraux.

Nous avons étudié deux effets électriques qui paraissaient pouvoir produire des variations d'épaisseur utilisables : la magnétostriction et l'effet piézoélectrique inverse.

Nous indiquerons l'ordre de grandeur des effets observés, les avantages et les inconvénients qu'ils présentent.

1. Procédé utilisant la magnétostriction.

— Nous avons examiné deux substances :

I-1. Le nickel.

I-2. L'anhyster D (Fe + Ni, 50 %).

I-1. Nous avons réalisé un circuit magnétique en nickel massif non recuit et nous avons trouvé pour 10,7 cm et 600 ampères-tours une variation de longueur de 8 ordres pour 4 561 Å (observation à l'aide d'anneaux de Newton), la saturation étant presque atteinte.

Le cycle du nickel présente un point d'inversion, voir figure d'après Mme Rappeneau (*fig.* 1). Pour ce matériau la grandeur de l'effet observé est importante mais la forme du cycle est gênante. D'autre part, à cause de l'effet Joule dans l'inducteur il y a toujours des dilatations parasites.

I-2. Un circuit d'anhyster du même type a donné des résultats plus intéressants ; pour 5 cm, et 100 ampères-tours, la variation de longueur est de 1,2 ordres, la saturation étant presque atteinte. Le bobinage étant identique, l'effet Joule est beaucoup plus faible.

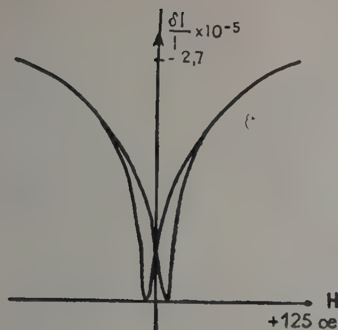


Fig. 1.

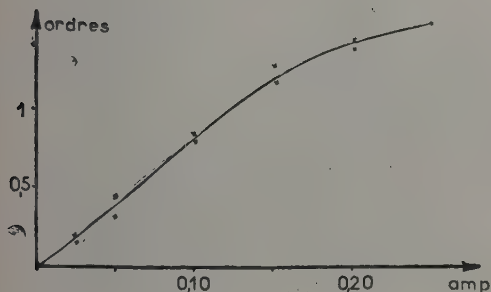


Fig. 2.

A la précision de nos mesures, il n'y a pas de cycle observable et pas de point d'inversion sur la courbe obtenue qui est presque droite sur un ordre (*fig.* 2) ; pour ces raisons, ce matériau est plus intéressant que le nickel.

II. **Procédé utilisant l'effet piézoélectrique inverse.** — *A priori* cet effet ne présentera pas l'inconvénient précédent, l'application d'un champ électrostatique lentement variable ne donnant pratiquement aucun dégagement de chaleur.

2-1. *Cas du quartz.* — Les tensions nécessaires pour produire des variations de longueur de un ordre sont assez importantes (10 000 volts) [1].

2-2. *Sel de Seignette.* — L'effet est plus important, mais ce corps est très capricieux au voisinage de la température ambiante.

2-3. *Céramiques au titanate de baryum.* — [2] Le premier échantillon que nous avons utilisé, un disque plan de céramique diamètre 40 mm, argenté sur 2 faces (36 mm de diamètre), a été soumis a une différence de potentiel ΔV entre les deux faces argentées ; en même temps nous avons contrôlé, par observation d'anneaux de Newton, la variation d'épaisseur du disque. Nous avons obtenu 4 ordres pour 350 volts appliqués. Lorsque nous avons repris les mesures avec d'autres échantillons il a été impossible d'obtenir mieux qu'un ordre pour 2 800 volts appliqués (*fig.* 3). Pour accroître la dilatation nous avons utilisé des cales tubulaires cylindriques qui n'ont pas donné les résultats escomptés ; avec ces cales

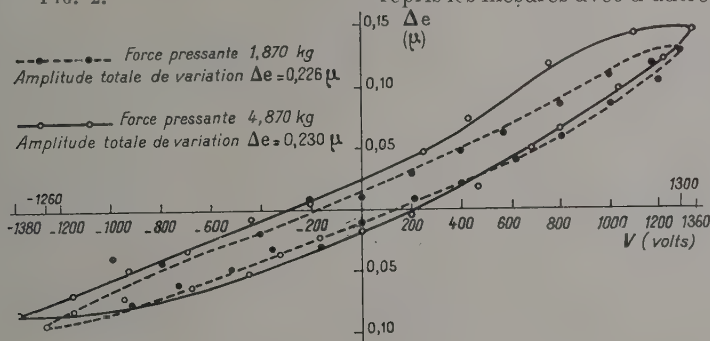


Fig. 3.

$$\Delta e/e = -\sigma \Delta l/l \quad \Delta l = -l/e.1/\sigma\, \Delta e$$

(σ coefficient de Poisson) le gain serait $l/e\sigma$. Nous avions d'autre part noté un léger effet de pression.

Les essais entrepris avec des céramiques sont encourageants, nous n'avons pas encore pu opérer avec des monocristaux, ceux que nous avons à notre disposition sont trop petits. Nous attendons des monocristaux une similitude plus grande des différents échantillons et un effet plus important.

Nous aurons un cycle simple d'après ce que nous savons des céramiques. La sensibilité de ce cycle à la

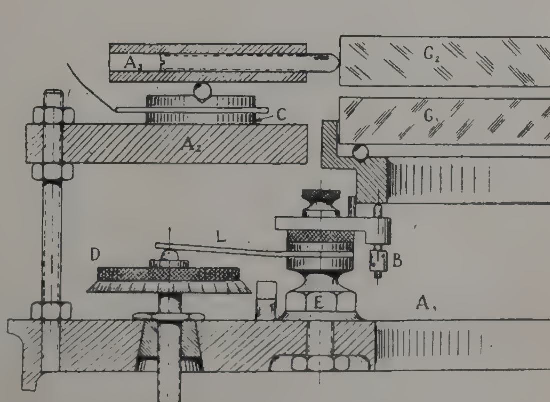


Fig. 4.

pression ne sera sans doute pas supérieure dans le cas du cristal unique.

Nous avons réalisé une monture expérimentale pour ces cales, qui ne demande aucune précision mécanique particulière (*fig.* 4).

L'intérêt que peut présenter une commande électrostatique n'est pas à démontrer, toute association pourra être réalisée à partir de montures simples, le balayage se réduisant à un problème de synchronisation électronique.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Ny Tsi Ze, *Thèse*, Paris, 1927.
[2] *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 1207-1209.

DISCUSSION

G. Stroke. — Une thèse a été faite au laboratoire de G. R. Harrison au M. I. T. sur un sujet analogue. Une tension d'environ 30 000 volts était appliquée sur un cylindre de titanate de baryum (diamètre 3 à 4 cm, longueur 12 cm). On observait le passage de plusieurs franges.

R. Dupeyrat. — Il s'agissait certainement d'une céramique, dont les caractéristiques sont moins reproductibles que celles des cristaux.

J. Roig. — La non-linéarité peut être corrigée en choisissant la loi de variation de la tension appliquée.

R. Dupeyrat. — Oui ; il faut de plus arrêter l'enregistrement pendant le retour de la tension initiale (à cause de l'hystérésis).

MODIFICATION DE LA MÉTHODE D'ENREGISTREMENT DES FRANGES D'INTERFÉRENCE

Par H. G. KUHN et H. J. LUCAS-TOOTH,
The Clarendon Laboratory, Oxford, Grande-Bretagne.

Résumé. — Dans les méthodes d'interférométrie par enregistrement direct, on faisait, jusqu'ici, varier le chemin optique entre les lames de l'étalon linéairement avec le temps, en faisant varier uniformément soit la pression, soit l'épaisseur. On utilisait un enregistreur à plume pour tracer le signal électrique provenant du photomultiplicateur en fonction d'une base de temps.

Nous avons imaginé une méthode différente dans laquelle le signal est enregistré en fonction de la pression de l'air directement et ne dépend pas de l'uniformité de la variation de pression. A cet effet, on emploie un pinceau lumineux qui peut se déplacer dans deux dimensions et produit un enregistrement photographique. Le mouvement suivant l'axe des y est produit par la déviation d'un galvanomètre à miroir, et suivant l'axe des x, par un miroir monté sur un type spécial de manomètre à soufflet qui donne une réponse linéaire dans un large domaine de pression.

Abstract.— In the previous methods of direct recording interferometry, the optical path between the etalon plates has been varied linearly with time, either by uniform change of pressure or of spacing. A pen recorder was then used to trace the electrical signal from the photo-multiplier against a time base.

We have developed a different method in which the signal is plotted against the air pressure directly, and which does not then depend on a uniform rate of pressure change. This is done by means of a light pointer which can move in two dimensions and produces a photographic record. Movement in the "y" direction is produced by the deflection of a mirror galvanometer and the "x" deflection by a mirror which is part of a special kind of bellows manometer giving a linear response over a wide range of pressure.

Dans les méthodes antérieures d'enregistrement direct des franges de Fabry-Perot, on faisait varier la différence de chemin optique entre les lames linéairement en fonction du temps en faisant varier uniformément soit la pression, soit la distance des lames. On utilisait ensuite un enregistreur à plume pour enregistrer le signal électrique du photomultiplicateur en fonction du temps.

La méthode modifiée supprime la base de temps, le signal électrique étant enregistré directement et d'une façon continue en fonction de la pression. Un spot, focalisé sur une feuille de papier photographique, se déplace, en abscisse, en fonction de la pression à l'intérieur de la boîte de l'étalon et en ordonnée, en fonction du signal électrique. On fait alors varier la pression d'une façon quelconque, sans chercher à ce que cette variation soit linéaire ; le spot trace la courbe désirée et on peut alors développer le papier photographique.

On a imaginé un manomètre qui faisait tourner un petit miroir d'un angle rigoureusement proportionnel à la variation de pression. Ceci fut réalisé en fixant rigidement un soufflet métallique cylindrique sur un support et en attachant au sommet un ruban en bronze phosphoreux qui s'enroulait sur un tambour. De cette façon, une variation de pression contractait ou dilatait le soufflet, tirait le ruban et faisait tourner le tambour. Le miroir était monté sur le même axe que le tambour. Le papier photographique était enroulé dans un cylindre de même axe que le tambour et, par suite, la déviation angulaire du faisceau lumineux, et donc la déviation du spot sur le papier, était directement proportionnelle à la pression.

Le signal électrique agissait, après amplification convenable, sur un galvanomètre. Le faisceau de lumière parallèle provenant d'une source ponctuelle était d'abord dévié horizontalement par le miroir du galvanomètre, puis verticalement par le miroir du manomètre. Un grand objectif focalisait une image du miroir du galvanomètre sur le miroir du manomètre. Ce dispositif permettait au faisceau quittant le miroir du galvanomètre de toujours atteindre le miroir du manomètre, mais suivant une direction qui dépendait de la déviation du galvanomètre. L'objectif focalisait une image de la source ponctuelle entre la lentille et le manomètre, et une petite lentille placée juste devant le miroir du galvanomètre refocalisait le spot sur le papier photographique.

Cette méthode repose sur la linéarité et la constance des échelles. La réponse en fonction de la pression ne montrait pas d'hystérèse et était très rigoureusement linéaire sur un grand domaine de pression. On a pu le montrer par la méthode la plus directe qui soit possible. L'appareil étant muni d'un étalon de grande épaisseur, on a balayé de nombreux ordres d'une raie simple émise par une lampe à mercure à isotope enrichi. A partir de la courbe obtenue, on a trouvé que les écarts de linéarité ne dépassaient pas un millième pour une variation de pression d'un centimètre de mercure.

On a également trouvé que l'échelle d'intensité, même si elle dépendait des propriétés de la lentille — ce qui n'était pas le cas de l'échelle de pression (puisqu'il n'y a pas de lentilles après le miroir du manomètre) — était rigoureusement linéaire, en raison de la petitesse des angles impliqués.

Pour donner enfin une idée des ordres de grandeur, considérons une raie, à 5 000 Å, explorée avec un étalon de 3 cm. Le balayage d'un ordre nécessite une variation de pression de 2 cm de Hg. Ceci correspond à une variation de longueur du soufflet de 0,6 mm, soit, avec un tambour de 4 mm de diamètre, une déviation angulaire de 17° par ordre, soit encore 12 cm, si le papier est enroulé dans un cylindre de 40 cm de rayon ; la précision dans n'importe quel ordre est alors plus grande que 1/5 mm.

DISCUSSIONS

P. Giacomo. — N'êtes-vous pas gêné par le fait que votre manomètre est également un baromètre ?

H. J. Lucas-Tooth. — La durée normale de l'exploration d'un ordre est d'environ cinq minutes. En conséquence, les variations de pression atmosphérique sont négligeables. Dans des circonstances exceptionnelles, le manomètre à soufflet pourrait être isolé de l'atmosphère.

J. Terrien. — J'aimerais avoir des précisions sur l'hystérésis des manomètres à membrane ; notre expérience dans l'étalonnage des altimètres à membrane, toujours infidèle de 0,1 à 0,2 mm de mercure au moins, m'a, jusqu'ici, découragé de leur emploi en interférométrie.

H. J. Lucas-Tooth. — A la précision désirée, nous n'avons observé aucune hysterèse.

P. J. Treanor. — La constante de temps du soufflet est-elle assez petite pour rendre négligeables les différences entre la pression dans l'interféromètre et celle qui déplace le miroir du manomètre ?

H. G. Kuhn. — Tout à fait. La vitesse de réponse est très grande, certainement beaucoup plus grande qu'il n'est nécessaire pour cette application particulière.

P. Jacquinot. — En conclusion de cette journée consacrée aux procédés d'exploration, je voudrais signaler qu'on rencontre parfois aux très hautes résolutions des difficultés opposées à celles que soulève l'exploration aux basses résolutions : la variation de pression de l'air de 0 à 1 atmosphère fait défiler trop d'ordres pour donner une bonne définiance. Nous avons essayé de remplacer l'air par l'hélium ; les essais ont été décevants. Mais on peut utiliser un système différentiel, qui sera décrit par H. Chantrel.

V. — QUALITÉ DES LAMES ET COUCHES RÉFLÉCHISSANTES POUR LE FABRY-PEROT.

FINESSE LIMITE D'UN FABRY-PEROT FORMÉ DE LAMES IMPARFAITES

Par ROBERT CHABBAL,
C. N. R. S., Bellevue.

Résumé. — Les défauts de surface des lames du F.-P. perturbent sensiblement ses propriétés. On peut les décrire au moyen d'une fonction $D(\sigma)$. Le rapport de l'intervalle entre ordres à la largeur à mi-hauteur de $D(\sigma)$ est appelé finesse limite (N_D). A l'aide de ce coefficient N_D il est possible d'évaluer rapidement les pertes de transparence et de finesse dues aux défauts. On en déduit la valeur à donner au facteur de réflexion du revêtement des lames. Un procédé de mesure de la finesse limite est indiqué à la fin de l'article.

Abstract. — The defects of the surface of the Fabry-Perot plates significantly change the properties of the etalon ; these can be described by means of a function $D(\sigma)$. The ratio of the interval between orders and the width at half height of $D(\sigma)$ is called the sharpness limit (N_D). With the aid of the coefficient N_D it is possible to quickly evaluate the loss in transparency and finesse due to the defects, and one also deduces from it the factor of reflection to be given to the plate coatings. A method for measuring the sharpness limit is given in the article.

I. **Introduction.** — L'étude des propriétés et des conditions optima d'utilisation de l'étalon Fabry-Perot (F.-P.) a été développée dans un article antérieur [1]. Elle montre que la résolution, comme la luminosité du F.-P. sont fonction d'un nombre important de paramètres ; la distance des lames et le pouvoir réflecteur de leurs revêtements, mais aussi la largeur angulaire du diaphragme isolateur qui suit le F.-P. et enfin l'amplitude et la forme des défauts de surface des lames. Ces derniers paramètres sont négligés lors de l'étude du *F.-P. théorique* (lames parfaitement planes et parallèles, diaphragme isolateur infiniment fin n'acceptant que des rayons de même incidence i). Les propriétés du F.-P. réel diffèrent sensiblement de celles du F.-P. théorique et leur étude exige l'introduction de fonctions tenant compte de la largeur du diaphragme isolateur et des défauts de surface : ces deux fonctions $F(\sigma)$ et $D(\sigma)$ sont nommées *fonctions perturbatrices.* Nous allons ici rappeler quelques propriétés de l'une d'entre elles $D(\sigma)$ dont le rôle est fondamental dans la détermination d'une propriété importante du F.-P., son coefficient de finesse.

II. **Définition et intérêt des divers coefficients de finesse.** — La fonction d'appareil du F.-P. $W(\sigma)$ est une fonction périodique en nombre d'ondes, de période $\Delta\sigma = 1/\delta = P/\sigma$ (δ : différence de marche entre deux rayons successifs issus d'un même rayon incident). Cette fonction $W(\sigma)$ est le produit de composition des trois fonctions $A(\sigma)$ (fonction d'Airy), $F(\sigma)$ (fonction diaphragme isolateur) et $D(\sigma)$ (fonction défauts de surface) qui jouent des rôles d'égale importance car leurs largeurs a, f, d sont du même ordre de grandeur lorsque le F.-P. est correctement utilisé (cf. [1], ch. III).

Il est intéressant de comparer ces largeurs, non pas au nombre d'ondes, mais à la période $\Delta\sigma$ de la fonction (également nommée intervalle entre-ordres ou intervalle spectral libre) ; on introduit ainsi les grandeurs

$$N_F = \Delta\sigma/f$$
$$N_R = \Delta\sigma/a : \text{finesse réflectrice}$$
$$N_D = \Delta\sigma/d : \text{finesse limite.}$$

On utilise aussi les coefficients $N_E = \Delta\sigma/e$ (finesse d'étalon), $N_W = \Delta\sigma/\omega$ (finesse d'appareil) et $N_Y = \Delta\sigma/y$ (finesse enregistrée) qui concernent les largeurs e, ω, y de la fonction d'étalon ($E = A * D$), de la fonction d'appareil W et de la fonction enregistrée ($Y = W * B$, $B(\sigma)$ étant la forme du spectre étudié). L'intérêt de ces facteurs appelés coefficients de finesse, tient aux faits suivants :

a) La finesse est un des facteurs dont dépend la résolution : celle-ci vaut en effet $\mathcal{R} = P.N$, P étant l'ordre d'interférence. *b*) En fait, dans le cas où le spectre étudié est riche en composantes et en particulier s'il est nécessaire que le spectromètre soit intégral (cf. [2]), donc possède une bande passante unique, l'intervalle spectral libre $\Delta\sigma = \sigma/P$ ne peut être diminué à volonté et N devient le facteur déterminant de la résolution. *c*) De la finesse dépend directement une autre qualité fondamentale, le contraste. *d*) Des divers coefficients de finesse que nous avons définis, les deux plus importants, finesse réflectrice N_R et finesse limite N_D sont des qualités intrinsèques des lames du F.-P. et ne dépendent pas de son épaisseur. Par exemple, le calcul de la largeur de la fonction d'Airy donne

$$a = \frac{1 - R}{\pi\sqrt{R}}\,\Delta\sigma.$$

La finesse $N_R = \frac{\Delta\sigma}{a}$ est donc égale à $\frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$, qualité qui ne dépend pas de l'épaisseur du F.-P., mais seulement du facteur de réflexion R des couches qui revêtent les lames du F.-P. : le calcul du coefficient N_D que nous allons maintenant effectuer conduit à un résultat analogue.

III. **Calcul du coefficient de finesse N_D.** — A) Le F.-P. est théoriquement constitué par une lame d'air dépaisseur l limitée par deux faces de verre parfaitement planes et parallèles. Un tel F.-P. éclairé par des rayons incidents transmet en tous points de sa surface la radiation

$$\sigma_0 = \frac{P}{2nl\cos i} \ (P \text{ entier}).$$

Si, en fait, on éclaire un F.-P. réel par un te faisceau transportant la radiation σ_0 et si on observe les lames du F.-P., on voit apparaître, non pas une teinte plate, mais des tâches lumineuses plus ou moins disséminées sur la surface du F.-P. et constituant le lieu des points où l'épaisseur est effectivement telle que $2nl\cos i.\sigma_0 =$ entier ; si on fait varier légèrement la distance des lames, ce sont d'autres parties de la surface du F.-P. qui transmettent σ_0. C'est de ce phénomène que tient compte la fonction défaut de surface $D(\sigma) = \frac{dS}{d\sigma}$ (dS : aire de la fonction du F.-P. qui transmet un intervalle de radiation $d\sigma$ entourant la radiation σ). Nous avons montré ailleurs (cf. [1], III et [1], VII), comment s'introduit cette fonction et que la fonction d'appareil en dépend par la relation

$$W(\sigma) = D(\sigma) * A(\sigma) * F(\sigma).$$

Nous voulons seulement calculer sa largeur d et en déduire le coefficient de finesse $N_D = \Delta\sigma/d$.

B) Pour un état donné du F.-P. l'aire du lieu des points où l'épaisseur du F.-P. est comprise entre $l - \frac{dl}{2}$ et $l + \frac{dl}{2}$, vaut, par hypothèse

$$dS = \mathcal{D}(l)\, dl.$$

Soit l_0 l'épaisseur correspondant au maximum de $\mathcal{D}(l)$; posons $x = l - l_0$ et introduisons la fonction $\mathcal{D}(x) = \frac{dS}{dx}$; $\mathcal{D}(x)$ ne dépend pas de la distance des lames et caractérise les défauts de surface du F.-P. Déterminons sa forme et sa largeur à mi-hauteur dans quelques cas particuliers.

a) *Courbure régulière de flèche a* (fig. 1). — L'aire dS correspondant à l'épaisseur $l_0 + x$ vaut $dS = (S/a)\, dx$ (S aire totale) ;

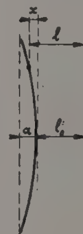
$$\mathcal{D}(x) = dS/dx = S/a$$

est une fonction rectangulaire (nulle pour $x < 0$, $x > a$; constante pour $0 < x < a$). Sa largeur vaut $\delta x = a$.

b) *Défauts de micropoli de répartition gaussienne* (fig. 2). — Nous avons alors, par hypothèse,

$$\mathcal{D}(x) = \frac{2S}{b}\sqrt{\frac{ln2}{\pi}}\, e^{-4ln2(x/b)^2},$$

b étant la largeur à mi-hauteur, δx, qui caractérise l'importance des défauts. Ceux-ci peuvent aussi être



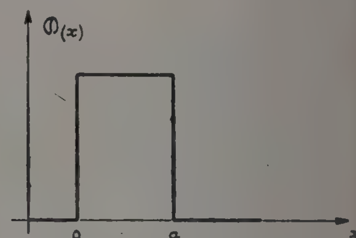


Fig. 1.

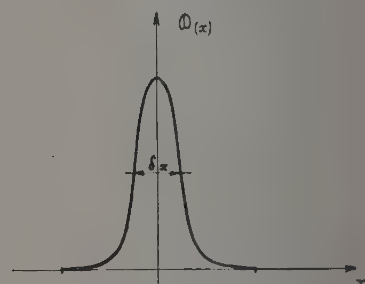



Fig. 2.

déterminés par la racine carrée de leur écart quadratique moyen

$$\sqrt{\overline{x^2}} = \frac{\delta x}{\sqrt{8ln2}}.$$

c) *Défauts de parallélisme d'amplitude maximum égal à C* (fig. 3). — Pour des lames circulaires le calcul donne

$$dS = \frac{S}{\pi\, c}\sqrt{1 - \frac{4x^2}{c^2}}\, .dx.$$



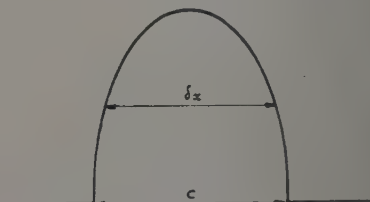


Fig. 3.

Par conséquent la fonction $\mathcal{D}(x)$ vaut

$$\mathcal{D}(x) = \frac{S}{\pi\, c}\sqrt{1 - \frac{4x^2}{c^2}} \text{ pour } -c/2 < x < c/2$$

$$\mathcal{D}(x) = 0 \qquad \text{pour } x < -c/2 \text{ et } x > c/2.$$

La largeur à mi-hauteur de cette fonction est

$$\delta x = (\sqrt{3}/2)\,c.$$

On voit sur ces quelques exemples que la largeur δx de la fonction $\mathcal{D}(x)$ est liée de façon simple à l'amplitude maximum des défauts. Il est d'usage de caractériser cette amplitude en disant que les lames sont taillées à λ/n (ou au $q^{\text{ième}}$ de frange avec $q = n/2$) : convenons que dans tous les cas λ/n est précisément la largeur δx de la fonction $\mathcal{D}(x)$.

C) Fonction $D(\sigma)$. — Il nous reste maintenant à rattacher la fonction $D(\sigma) = \mathrm{d}S/\mathrm{d}\sigma$ à la fonction $\mathcal{D}(x) = \mathrm{d}S/\mathrm{d}x$. La formule $\sigma = P/2nl \cos i$ associe la radiation σ aux données i et nl. Aux épaisseurs l_0 et $l_0 + x$ correspondant ainsi $\sigma_0 = P/(2nl_0 \cos i)$ et $\sigma = P/(2n(l_0 + x) \cos i$; à l'écart $x = l - l_0$ correspond l'écart

$$\Sigma = \sigma - \sigma_0 = \sigma . \sigma_0 . \frac{2 \cos i}{P} x.$$

De même à la fonction $\mathcal{D}(x)$ correspond la fonction

$$D(\sigma - \sigma_0) = D(\Sigma) = \mathrm{d}S/\mathrm{d}\sigma = \mathcal{D}(x)\,\mathrm{d}x/\mathrm{d}\sigma.$$

Pour les trois cas particuliers considérés plus haut, on trouve ainsi :

$D(\Sigma) = S/d =$ constante pour $-d/2 < \sigma < d/2$ (nulle ailleurs)

$D(\Sigma) = (S/d)\sqrt{8 ln2/\pi}\exp(-4 ln2 (\Sigma/d)^2)$

$D(\Sigma) = (S/d).(4/\pi)\sqrt{1 - 3\Sigma^2/d^2}$ pour $-d/\sqrt{3} < x < d/\sqrt{3}$ (nulle ailleurs) ;

(d étant dans ces trois formules la largeur à mi-hauteur).

En général les trois types de défauts considérés existent simultanément et la fonction défaut de surface est un produit de composition des trois fonctions précédentes.

Quant à la largeur d de la fonction $D(\sigma)$ elle est reliée à la largeur δx par la relation simple

$$d = \frac{\delta x}{\lambda_0/2} . \Delta\sigma . \cos i,$$

$\Delta\sigma$ étant l'intervalle entre ordres et λ_0 la longueur d'onde de la radiation associée à l_0 (relation valable en toute rigueur uniquement pour les fonctions $\mathcal{D}(x)$ symétriques). Le coefficient de finesse $N_{\mathrm{D}} = \Delta\sigma/d$ est égal à $\frac{\delta x}{\lambda_0/2} \cos i$, grandeur indépendante de l'épaisseur du F.-P. En remarquant que $\cos i$ peut toujours être confondu avec 1 et en posant comme convenu $\delta x = \lambda_0/n$, on obtient la relation simple $N_{\mathrm{D}} = n/2$.

La finesse N_{D} de la fonction défauts de surface $D(\sigma)$ est indépendante de l'épaisseur du F.-P. ; elle vaut $n/2$ si les lames sont taillées à λ/n.

IV. **Limitation de la finesse enregistrée par les défauts de surface.** — Les largeurs de la fonction d'appareil $W(\sigma) = A(\sigma) * F(\sigma) * D(\sigma)$ et de la fonction enregistrée $Y(\sigma) = W(\sigma) * B(\sigma)$ se déterminent à partir des largeurs des fonctions composantes a, d, f, s par des relations complexes symbolisées par les notations

$$W = a \oplus f \oplus d \quad \text{et} \quad y = w \oplus s \text{ (cf. [1], V).}$$

Nous n'étudierons pas ici ces relations qui ont été démontrées ailleurs, mais nous pouvons dégager deux résultats simples :

A) Il est évident que la largeur enregistrée est supérieure à chacune des largeurs a, d, f, s. Par conséquent la finesse enregistrée $N_{\mathrm{Y}} = \Delta\sigma/y$ est au plus égale à la plus petite des finesses des fonctions composantes. Or les finesses $\Delta\sigma/f$ et $\Delta\sigma/s$ peuvent être augmentées indéfiniment, par exemple en diminuant la distance des lames ; par ailleurs avec les revêtements réflecteurs modernes il est possible d'atteindre des finesses réflectrices $\pi\sqrt{R}/(1 - R)$ de l'ordre de 300. En revanche on ne sait pas actuellement tailler des lames de F.-P. de surface non négligeable à mieux que λ visible/80 environ. La finesse $N_{\mathrm{D}} = \Delta\sigma/d$ ne peut donc dépasser 30 ou 40 [1] ; c'est elle, et de beaucoup, qui est bornée aux valeurs les plus faibles et qui impose à la finesse enregistrée sa limite supérieure : cette limite serait atteinte si toutes les autres finesses étaient infinies. De ce résultat provient le nom de *finesse limite* que nous avons donné à $N_D = \Delta\sigma/d$.

B) Le calcul de la finesse enregistrée à partir de la finesse limite, de la finesse réflectrice, de $\Delta\sigma/f$ et de $\Delta\sigma/s$ ne présente pas de difficulté particulière, mais il fait intervenir trop de paramètres pour être résumé par des courbes simples. Nous nous contenterons d'étudier la finesse d'étalon $N_{\mathrm{E}} = \Delta\sigma/e$, $(E = A * D)$; le calcul montre que les rap-

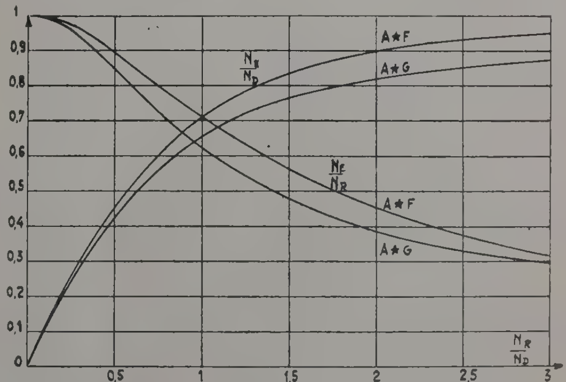


Fig. 4.

[1] On peut atteindre des finesses limites plus considérables dans l'infra-rouge (avec des lames de quartz jusqu'à 3,7 microns).

ports N_E/N_D et N_E/N_R sont fonction du rapport N_R/N_D d'une part, de la forme de la fonction $D(\sigma)$ d'autre part : la figure 4 montre comment varient ces fonctions. On remarque que lorsque le rapport N_R/N_D croît, la finesse d'étalon N_E atteint assez rapidement des valeurs voisines de sa limite ($N_E/N_D = 0,7$ pour $N_R = N_D$) mais qu'ensuite une forte augmentation de N_R n'apporte qu'un faible gain ($N_E = 0,9\ N_D$ pour $N_R = 3\ N_D$) (2).

V. **Perte de luminosité due aux défauts de surface.** — Un raisonnement simple permet de prévoir que la perte de finesse due aux défauts de surface s'accompagne d'une perte de luminosité. Supposons nulle l'absorption des couches réflectrices : le F.-P. de surface S est la juxtaposition de F.-P. élémentaires de surface dS, d'épaisseur $l_0 + x$ et dont la transmission est maximum et égale à 1 pour la fréquence associée σ_x = entier $/(2n(l_0 + x) \cos i)$. Si le F.-P. était parfait, tous les F.-P. élémentaires auraient leur transmission maximum pour la même radiation σ et la transmission moyenne pour cette radiation serait égale à 1. Mais les défauts de surface entraînent un étalement des fréquences associées aux diverses fractions de l'aire du F.-P., ce qui se traduit par un élargissement de la bande passante mais aussi par l'abaissement du sommet de cette bande.

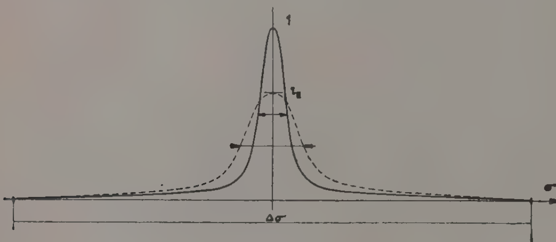


Fig. 5.

Écrivons que l'énergie transmise sur un ordre est la même que l'étalon soit parfait ou non, réglé ou déréglé. Ceci revient à dire que les aires des courbes représentatives des fonctions $A(\sigma)$ et $\frac{1}{S}\ A(\sigma) * D(\sigma)$ sont les mêmes sur un intervalle égal à $\Delta\sigma$ (période de $A(\sigma)$) ; ces aires sont dans tous les cas égales au produit de la hauteur de la courbe (transparence au sommet) par la largeur à mi-hauteur et par un coefficient, nommé coefficient de forme (cf. [1], ch. III) qui ne dépend que de la forme de la courbe. Si les défauts sont de faible amplitude, les courbes $A(\sigma)$ et $A(\sigma) * D(\sigma)$ ont des formes voisines, donc des coefficients de forme qu'on peut considérer comme égaux ; on a donc 1 × largeur de $A(\sigma) = \tau^E \times$ largeur de $E(\sigma)$, en appelant τ^E la hauteur de $E(\sigma) = A(\sigma) * D(\sigma)$ (3).

D'où

$$\tau^E = N_E/N_R.$$

Cette loi simple n'est plus valable dans le cas normal où la fonction défauts de surface devient de même importance que la fonction d'Airy : c'est ce que montre la figure 6 qui compare les variations de τ^E et de N_E/N_R (et permet par conséquent de calculer la variation du coefficient de forme).

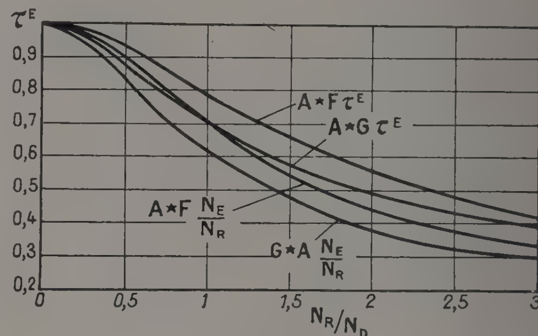


Fig. 6.

On constate que la perte de transparence due aux défauts de surface devient très importante quand la finesse réflectrice est choisie nettement plus grande que la finesse limite. Ceci peut se rattacher à un résultat plus général ; pour obtenir la luminosité maxima compatible avec une résolution donnée, il est nécessaire que les largeurs des fonctions composantes $A(\sigma)$, $D(\sigma)$ et $F(\sigma)$ soient du même ordre de grandeur (4) (cf. [1], ch. VIII et IX) ; mais alors qu'il est aisé de faire varier les rapports f/a ou f/d, il n'est possible d'agir sur le rapport

$$d/a = \Delta\sigma/N_D . N_R/\Delta\sigma$$

que par le choix du pouvoir réflecteur ou de la fraction utilisée de l'aire totale des lames.

Conclusion. — *Les défauts de surface peuvent être caractérisés par une fonction $D(\sigma)$, de largeur d, à laquelle correspond la finesse $N_D = \Delta\sigma/d$, égale à $n/2$ environ si les lames sont taillées à λ/n ; N_D constitue une limite supérieure de la finesse enregistrée, limite qu'il n'est possible d'approcher qu'en donnant à la finesse réflectrice des valeurs très élevées. Mais alors la transparence du F.-P. devient très mauvaise*

(2) En revanche le contraste ($E_{maximum}/E_{minimum}$) qui vaut 0,405 $N_E\ N_R$ croît constamment avec N_R.

(4) τ^E est en fait un des facteurs de transparence qui interviennent dans le calcul de la luminosité du F.-P. (cf. [1], ch. IV ou [2], ch. II). Le flux transmis au récepteur lui est proportionnel.

(4) Signalons cependant que lorsque la largeur de la fonction d'appareil devient nettement inférieure à la largeur de la raie étudiée, il y a intérêt à choisir un rapport f/a de l'ordre de 2 ou 3 (cf. [1], ch. IX).

et il y a tout intérêt, en général, à choisir une finesse réflectrice égale à la finesse limite N_D.

IV. **Mesure de la finesse limite.** — *a*) Un premier procédé consiste à faire un enregistrement dans des conditions telles que largeur d à mesurer soit très supérieure aux autres largeurs composantes (facteur de réflexion élevé, diaphragme isolateur de très faible diamètre, petite distance des lames (donc raie pratiquement monochromatique pour l'appareil)). La finesse limite N_D se déduit alors de la finesse enregistrée par des corrections que les conditions ci-dessus rendent aisées.

b) On peut aussi établir une carte des lames en traçant les courbes du niveau du F.-P., ce qui donne à la fois la forme et l'amplitude des défauts. Le tracé de ces courbes de niveau est particulièrement simple avec le dispositif à déplacement mécanique décrit dans un article du même journal (cf. [3]), et dont il suffit de savoir ici que la rotation de 360° d'une came permet de déplacer une des lames de F.-P. de $\lambda/2$, selon une loi linéaire. Plaçons les lames à étudier dans cette monture de manière à constituer un F.-P. d'épaisseur faible : éclairons ce F.-P. par un faisceau peu ouvert, normal au F.-P., et transportant la raie verte du cadmium. Dans ces conditions se peignent sur les lames du F.-P des franges localisées d'égale épaisseur. Si, par exemple, les lames du F.-P. sont courbes (cf. *fig.* 1), on voit apparaître un anneau dont la largeur dépend du rayon de courbure des lames : cet anneau représente le lieu des points où l'épaisseur du F.-P. est telle que $\sigma_{Cd} = P/2nl$) (ou encore la section de la surface de la première lame par une surface parallèle à la deuxième lame) ; tournons alors la came de 360°/100 : la lame mobile se rapproche de la lame fixe de $x = \lambda/200$ et la fraction éclairée du F.-P. est un nouvel anneau de diamètre supérieur au précédent (toujours dans le cas de la figure 1) qui dessine une nouvelle courbe de niveau. On voit qu'il est ainsi possible d'observer successivement les courbes de niveau d'un F.-P. caractérisé par des défauts de forme et d'amplitude quelconque : ces courbes peuvent être photographiées ou dessinées sur un écran translucide placé derrière le F.-P. La figure 7 montre les cartes de 2 F.-P., l'un de mauvaise qualité, l'autre excellent, cartes obtenues en donnant à la lame mobile des positions successives distantes de $\lambda/200$.

La précision de cette méthode a été discutée ailleurs ([2], ch. XI) et s'avère excellente : on montre qu'elle n'est limitée que par la valeur de la finesse réflectrice (dont dépend la largeur des courbes observées) : c'est ainsi que pour tracer les courbes de niveau $\lambda/200$ par $\lambda/200$ il faut que la finesse réflectrice soit supérieure à 100.

De cette autre carte on déduit immédiatement la forme des fonctions $\mathcal{D}(x)$ et $D(\sigma)$ ainsi que leur largeur, la finesse limite N_D et la variation de N_D lorsqu'on utilise une fraction croissante de la surface des lames ; considérons par exemple le F.-P. de la figure 7 : un diaphragme placé devant ce F.-P. et dont l'ouverture suit le contour de la quatrième courbe de niveau à partir du centre permet d'obtenir une finesse limite peu différente de 25.

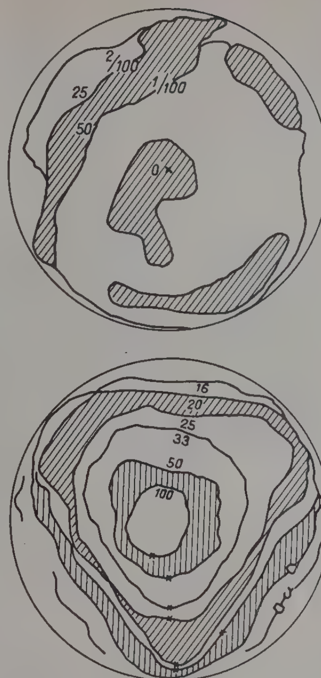


Fig. 7.

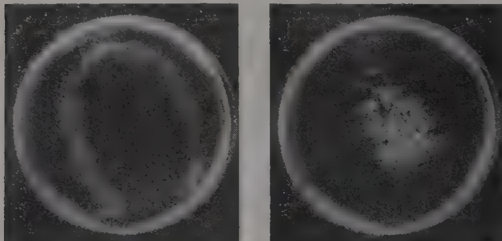
Remarque. — Connaître la finesse limite est utile lors du choix du pouvoir réflecteur à donner aux lames (cf. [1], ch. VII) ou encore lors de l'étude de la structure optimum d'un spectromètre intégral (cf. [2], ch. VII). Il n'est pas nécessaire alors de connaître la finesse limite avec une très grande précision. En revanche cette précision devient indispensable lorsqu'on désire déduire d'une largeur de courbe enregistrée au F.-P. la largeur de la raie spectrale étudiée ; toutes les largeurs composantes et d en particulier doivent être exactement connues : il est préférable alors de mesurer la finesse limite des lames dans les conditions même de l'expérience, car N_D dépend beaucoup du mode de fixation des lames dans leur monture.

RÉFÉRENCES

[1] Chabbal (R.), *J. Rech. C. N. R. S.*, 1953, **24**, 138.
[2] Chabbal (R.), *Thèse*, Paris, 1957.
[3] Chabbal (R.), *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 246.

DISCUSSION

N. J. Woolf. — Comme R. Chabbal, nous avons photographié des franges localisées pour faire la carte de nos lames en déplaçant les franges par variation de pression. Une rotation de 15° du bouton de commande de la pression est équivalent



à un déplacement de $\lambda/200$. Les lames, avec lesquelles ces photographies ont été prises, montrent une détérioration des couches multiples presque imperceptible par un autre mode d'examen, très nette au contraire avec cette méthode, même par examen visuel des franges.

P. Jacquinot. — De combien varie la différence de marche entre les deux photographies ?

N. J. Woolf. — D'environ $\lambda/10$.

R. Lennuier. — La carte des lames obtenue est relative à une *paire* de lames. Peut-on avoir des renseignements sur la planéité de chaque lame ?

R. Chabbal. — Oui, si les défauts d'une lame ont été préalablement déterminés par comparaison avec un plan étalon. Mais en fait nous nous intéressons aux défauts de l'ensemble des deux lames et à la finesse limite de cette paire de lames dans *les conditions même de l'expérience.* En effet, l'examen des cartes obtenues avec une paire donnée montre que les défauts dépendent beaucoup du mode de fixation et du serrage des lames et ne sont donc pas une qualité intrinsèque de ces lames ; ceci est un point important si l'on veut connaître la finesse limite, grandeur utile lorsque le but de l'enregistrement est la mesure de la largeur de la raie étudiée : il faut alors connaître avec précision la largeur de chacune des fonctions qui contribuent à élargir le profil enregistré.

H. G. Kuhn. — Un article paru récemment montre comment il est possible de fabriquer un plan étalon avec une couche très mince de mercure (R. Bunnegel, *Opt. Act.*, 1956, **3**, 81).

EXTENSION DU DOMAINE SPECTRAL DE POUVOIR RÉFLECTEUR ÉLEVÉ DES COUCHES MULTIPLES DIÉLECTRIQUES (*)

Par F. A. JENKINS,
Department of Physics, University of California, Berkeley, California, U. S. A.

Sommaire. — On discute deux moyens pour rendre les revêtements multi-diélectriques appliqués aux lames de Fabry-Perot utilisables dans une plus large région du spectre : 1) incorporation de couches de Sb_2O_3 pour permettre l'utilisation dans l'ultraviolet et 2) variation de l'épaisseur des couches élémentaires, en s'écartant de l'épaisseur $\lambda/4$, pour élargir le maximum de pouvoir réflecteur en fonction de la longueur d'onde. La technique de préparation de couches transparentes de Sb_2O_3 est décrite ; on en donne l'indice. Le calcul du déphasage à la réflexion des couches multiples non $\lambda/4$ montre que ses variations sont très rapides dans certaines régions du spectre. En conséquence, les filtres interférentiels préparés avec deux tels miroirs ont plusieurs bandes passantes très étroites, dont la longueur d'onde dépend peu de l'épaisseur de la couche médiane. Cette dernière propriété est vérifiée expérimentalement, et la finesse prévue est confirmée à un facteur 2 près. La forme générale des courbes déphasage-longueur d'onde montre qu'il peut être difficile, en recouvrant un miroir métallique d'un revêtement à multi-couches non $\lambda/4$, d'élargir la région de réflexion accrue sans introduire des régions étroites de réflexion trés basse. Ceci se vérifie expérimentalement. Le pouvoir réflecteur d'un miroir d'aluminium revêtu de 6 couche $\lambda/4$ est supérieur à 95 % dans un domaine de 2 800 Å ; de tels miroirs devraient être précieux dans tous les cas où de multiples réflexions sont utilisées.

Abstract. — Two ways of rendering multilayer coatings for Fabry-Perot plates usable over a wider region of the spectrum are discussed : (1) incorporation of Sb_2O_3 layers to permit use in the ultraviolet, and (2) variation of the thickness of the individual layers from the $\lambda/4$ condition to broaden the maximum of the curve of reflectance *versus* wavelength. The technique of producing clear films of Sb_2O_3 is described, and their refractive index is reported. Calculation of the phase shift on reflection from the de-tuned type of film shows that its dispersion is very large in certain regions of the spectrum. As a consequence, interference filters made with two such films show several pass-bands that are very sharp and vary only slightly in wavelength when the spacer thickness is changed. The latter prediction is experimentally verified, and the expected sharpness is confirmed within a factor of two. The general form of the phase shift curves shows that it may be difficult, by coating a metallic mirror with a de-tuned film, to broaden the region of enhanced reflection without introducing narrow regions of very low reflectance. Experimental tests confirm this. The reflectance of an aluminium mirror coated with a tuned 6-layer film exceeds 95 percent over 2 800 Å, and such mirrors should be valuable where many reflections are needed.

Introduction. — La supériorité des revêtements à couches multi-diélectriques pour l'interféromètre de Fabry-Perot, par rapport aux couches métalliques, est généralement admise, au moins pour les longueurs d'ondes inférieures à 6 000 Å [1]. Les couches multiples du type « classique », constituées d'empilements de couches $\lambda/4$ de sulfure de zinc et de cryolithe ou de fluorure de magnésium, voient leur domaine spectral d'utilisation limité au moins par deux facteurs : d'abord l'absorption du sulfure de zinc, qui limite leur emploi vers 4 000 Å, ensuite la largeur finie du maximum de réflexion, qui couvre au plus un domaine de seulement 1 100 Å. Divers auteurs [1], [2], [3], [4] ont proposé des moyens pour échapper à ces limitations. Le remplacement du sulfure de zinc par une autre substance transparente à l'ultra-violet a été utilisé par trois laboratoires différents utilisant l'iodure de rubidium [4], le chlorure de plomb [1] et l'oxyde d'antimoine [2] respectivement. L'élargissement du maximum de réflexion, au prix d'une certaine perte de pouvoir réflecteur, en changeant l'épaisseur des couches élémentaires, a été aussi signalé [1], [3]. Avec ces deux améliorations, il semble maintenant possible de couvrir entièrement le visible et le proche ultra-violet avec deux paires de lames d'interféromètre portant des revêtements convenables.

La communication suivante décrit certains progrès relatifs aux conditions de dépôt et aux propriétés des couches d'oxyde d'antimoine. Elle comprend aussi des résultats sur les variations de déphasage dans le cas des couches à bande de réflexion élargie, et discute leurs répercussions sur deux autres problèmes : leur influence sur la bande passante des filtres interférentiels comportant deux

(*) Ce travail a été financé en partie par une subvention de la « National Science Foundation ».

miroirs de ce type [3] ; la possibilité d'élargir la région de pouvoir réflecteur amélioré pour les miroirs métalliques opaques recouverts de couches multiples diélectriques, en utilisant des couches non λ/4 au lieu de couches λ/4.

Couches de Sb_2O_3. — Détails expérimentaux. — Après la publication des résultats préliminaires obtenus avec cette substance [2], d'autres chercheurs [6] semblent avoir éprouvé quelques difficultés à obtenir des couches limpides, non absorbantes de Sb_2O_3. Utilisant comme source un creuset d'alumine chauffé extérieurement par un filament de tungstène, ils font état d'une certaine tendance à obtenir des couches brunes, plus diffusantes que les couches de ZnS de même épaisseur. Nous n'avions observé aucun effet analogue dans nos recherches précédentes, les couches restant généralement limpides jusqu'à des épaisseurs optiques de 15 000 Å. Les seuls résultats peu satisfaisants avaient été obtenus quand le chauffage préliminaire était conduit trop rapidement, entraînant la projection de petites parcelles sur la surface à traiter. Celles-ci semblaient être de petits cristaux projetés par la crépitation, à laquelle Sb_2O_3 semble spécialement sujet. La substance sublime à température relativement basse (rouge à peine visible) et un contrôle soigneux de la température est nécessaire.

Des dépôts brunâtres sembleraient indiquer une certaine décomposition avec libération d'antimoine, effet qui serait aggravé par les surchauffes locales. Pour vérifier cette hypothèse, une couche 3 λ a été préparée, en utilisant, pour le chauffage, un creuset de molybdène ouvert. La température du creuset nécessaire pour une vitesse d'évaporation raisonnable était d'environ 1 000 °C, et la couche obtenue était fortement colorée en brun.

Un type de creuset exempt de ce défaut, et qui s'est révélé d'utilité générale, a été élaboré, pour fournir essentiellement les conditions du corps noir dans l'espace contenant la substance à évaporer.

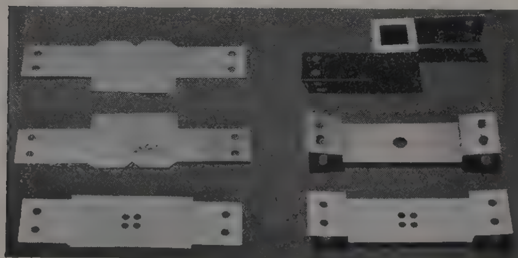


Fig. 1.

Il est constitué (*fig.* 1) d'une boîte cubique, de 1,9 cm de côté, de molybdène de 0,08 mm d'épaisseur. Il est formé de deux pièces (a, b) pliées et soudées par points, en quatre points, à l'aide de petits morceaux de feuille de platine. Le fond est rendu étanche par un ciment d'alundum pour hautes températures. Un couvercle de l'un des modèles (c, e, f) figurés, est monté au-dessus de cette boîte, à une très petite distance. Le courant de chauffage passe en parallèle dans le creuset et le couvercle ; si l'épaisseur de ce dernier est convenablement choisie, il se maintient à une température légèrement supérieure. On a ainsi avec une bonne approximation les conditions d'émission du corps noir, avec le minimum de surchauffes locales. La surface à traiter est située à 50 cm au-dessus du creuset et tourne de façon continue dans son plan pour améliorer l'uniformité des couches obtenues.

Les mesures de transmission des couches obtenues au spectromètre Beckman montrent que l'absorption commence à 3 000 Å et devient intense à 2 700 Å. L'indice de réfraction moyen, déterminé d'après les courbes de pouvoir réflecteur, varie de 2,29 pour 3 660 Å, à 2,04 pour 5 460 Å. Quand la vitesse d'évaporation est faible, les couches deviennent beaucoup moins homogènes, les minima de pouvoir réflecteur devenant progressivement inférieurs à celui du support. Dans un cas, où une couche de 5 700 Å d'épaisseur a été déposée en une demi-heure, cette diminution correspond suivant l'équation de Bauer [7] à une diminution de 16 % de l'indice de la couche entre les surfaces intérieure et extérieure. En accélérant l'évaporation, cet effet disparaît. Cette influence de la vitesse est en accord avec les résultats de Hall [8] sur des couches de fluorure de magnésium.

Performances des couches de Sb_2O_3. — Les couches multiples d'oxyde d'antimoine et de cryolithe se sont montrées très adaptées aux besoins de la spectroscopie interférentielle dans le proche ultra-violet. La figure 2 donne la courbe

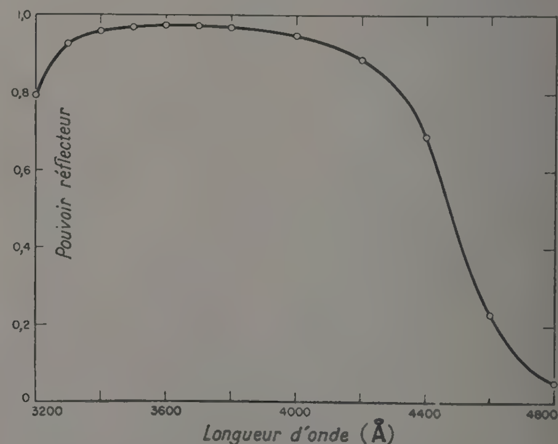


Fig. 2. — Neuf couches Sb_2O_3-cryolithe sur quartz.

expérimentale de pouvoir réflecteur d'une lame d'interféromètre recouverte de 9 couches. Elle a été déduite, en négligeant l'absorption, de la courbe de transmission mesurée sur un spectrophotomètre Cary. Les couches étaient contrôlées séparément à 3 660 Å. Le pouvoir réflecteur dans cette région est très supérieur à celui de l'aluminium, et fournit la finesse maximum compatible avec la planéité des lames. Ces couches semblent être d'une stabilité excellente, car aucun signe de vieillissement n'est apparu depuis plus d'un an. Ceci n'est pas le cas des deux autres substances proposées, RbI et $PbCl_2$ toutes deux sensibles à l'humidité de l'air. Les valeurs données ci-dessus pour l'indice des couches de Sb_2O_3 peuvent être confirmées en comparant la figure 2 avec les courbes théoriques correspondant à diverses valeurs de l'indice. Le meilleur accord est obtenu pour un indice voisin de 2,20.

Pour évaluer l'absorption de ce type de multi-couches, un filtre interférentiel à 11 couches a été préparé avec une couche médiane de cryolithe λ/2 pour 3 650 Å. La courbe de transmission de ce

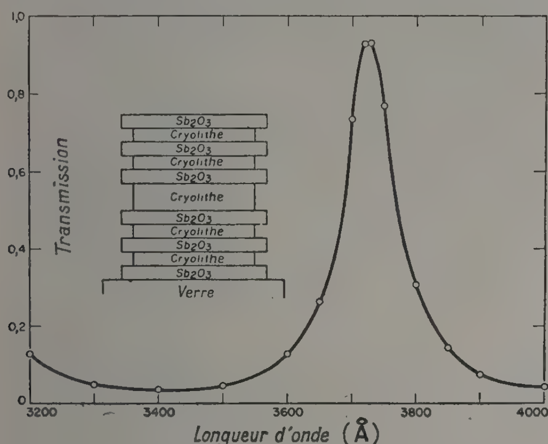


Fig. 3. — Transmission d'un filtre ultraviolet préparé pour λ 3 650 Å.

filtre (*fig.* 3), a une bande passante de 100 Å à mi-hauteur et un maximum de transmission de 93,6 %. Cette dernière valeur correspond à une absorption, pour un miroir à 5 couches, légèrement inférieure à 0,5 %. Un résultat analogue a été obtenu en appliquant la méthode de Giacomo [9] à une paire de lames de Fabry-Perot traitées avec 9 couches. Cette absorption est comparable à celle des multi-couches sulfure de zinc-cryolithe dans le milieu du visible, et est inférieure dans la région 3 000-4 000 Å, à celle des autres substances proposées.

Miroirs a large bande de pouvoir réflecteur élevé ; couches semi-réfléchissantes pour le Fabry-Perot. — On peut facilement accroître le pouvoir réflecteur d'un empilement de couches λ/4 au delà de la valeur justifiée par la planéité des lames [10] : il suffit d'utiliser un nombre de couches assez élevé. Au delà d'un certain nombre de couches, toutefois, on ne gagne plus rien sur le domaine spectral d'utilisation de ces miroirs. En conséquence, il vient évidemment à l'idée de varier l'épaisseur des couches élémentaires, en s'écartant de λ/4, pour élargir le domaine de pouvoir réflecteur élevé, à condition de garder pour le pouvoir réflecteur une valeur supérieure au minimum désiré.

Comme les propriétés optiques des couches minces peuvent être calculées par analogie avec des lignes électriques, on pourrait espérer trouver quelques indications sur le meilleur choix des épaisseurs dans les théories développées par les électriciens. Aucune indication de ce genre ne semble disponible ; aussi a-t-on utilisé des solutions plutôt intuitives du problème. Penselin et Steudel [1] ont adopté l'idée assez naturelle de faire varier les épaisseurs optiques, rapportées à une longueur d'onde moyenne, suivant une progression géométrique. Ce procédé, appliqué à un miroir à 13 couches, étend effectivement le domaine spectral utilisable à environ 2 000 Å. La figure 4

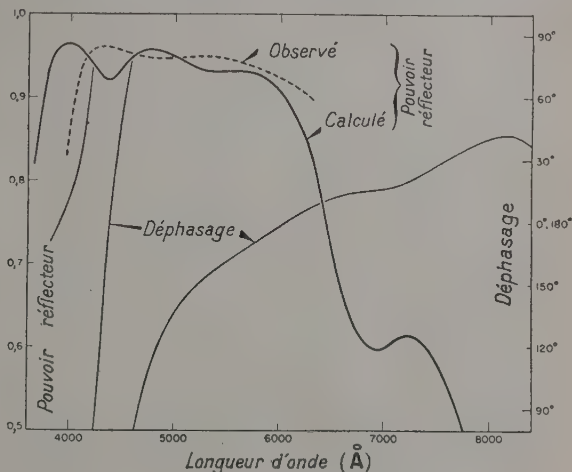


Fig. 4. — Ensemble de 13 couches quart d'onde suivant Penselin et Steudel.

1. $PbCl_2$	3 330 Å	8. Cryolithe	4 660 Å
2. MgF_2	3 440 Å	9. ZnS	4 950 Å
3. $PbCl_2$	3 600 Å	10. Cryolithe	5 280 Å
4. MgF_2	3 770 Å	11. ZnS	5 660 Å
5. ZnS	3 960 Å	12. Cryolithe	6 090 Å
6. Cryolithe	4 170 Å	13. ZnS	6 600 Å
7. ZnS	4 400 Å		

donne, en trait plein, le pouvoir réflecteur d'une telle multi-couche, calculé sur une machine I. B. M., modèle 650, et, en trait discontinu, le résultat expérimental donné dans l'article de Penselin et

Steudel. La couche n° 1 est déposée sur le support. L'accord entre le calcul et l'expérience est satisfaisant, compte tenu de la faible précision avec laquelle les indices utilisés pour le calcul sont connus. La courbe en trait léger donne le déphasage à la réflexion sur ce miroir, calculé par la machine en même temps que le pouvoir réflecteur. La dispersion de ce déphasage est si élevée par endroits, qu'il pourrait être nécessaire d'en tenir compte dans les mesures de longueurs d'ondes, avec un interféromètre ainsi traité, même sur le petit intervalle couvert par un ordre. Un autre effet de ce déphasage sera envisagé plus loin. Dans la préparation de ce type de couches, les épaisseurs optiques des couches élémentaires, repérées par les longueurs d'ondes pour lesquelles elles sont $\lambda/4$, couvrent un domaine de longueurs d'ondes très large, de 3 300 à 6 600 Å, ce qui est gênant. Un élargissement plus important du maximum, demanderait apparemment un contrôle dans un domaine de longueurs d'ondes encore plus large.

Une méthode différente, et non moins logique, a été utilisée par Baumeister et Stone [3]. Si on superpose deux empilements, formés chacun de couches $\lambda/4$ pour une même longueur d'onde, mais cette longueur d'onde étant choisie sensiblement différente pour chaque empilement, on peut espérer mettre bout à bout les deux régions de pouvoir réflecteur élevé, et obtenir un miroir avec une bande de réflexion de largeur double. Évidemment cette idée élémentaire ne donne pas un résultat satisfaisant, parce que les réflexions ne sont pas additives et doivent être considérées avec leurs phases respectives. En fait, la courbe calculée présente une où plusieurs dépressions accentuées, vers les longueurs d'ondes où les deux maxima se rejoignent. Pour éviter cela, il faut ménager une transition entre les deux séries de couches. Pour le modèle à 15 couches décrit par Baumeister et Stone, plusieurs arrangements ont d'abord été essayés pour ces couches de transition, la courbe résultante étant calculée dans chaque cas. Comme la machine effectue la multiplication par la matrice figurant chaque couche en une demi-seconde, ceci n'est pas aussi long qu'il pourrait paraître. Après avoir obtenu une courbe acceptable, une dernière approximation a été obtenue en utilisant une méthode de relaxation, permettant d'ajuster au mieux l'épaisseur des couches. Dans le modèle final, toutes les épaisseurs peuvent être contrôlées dans le visible, entre 4 100 et 7 000 Å. Ce type de multi-couche a un pouvoir réflecteur élevé sur environ 3 000 Å, essentiellement sur tout le spectre visible, et s'est révélé très pratique pour le traitement des lames d'interféromètres utilisées dans cette région.

Filtres interférentiels « stabilisés » par la dispersion de phase. — Les propriétés spécifiques d'un filtre interférentiel composé de deux multicouches à large bande séparées par une couche $\lambda/2$ ont déjà été décrites [5]. Il a été montré que la variation rapide du déphasage en fonction de la longueur d'onde, par réflexion sur ces multicouches, fait apparaître plusieurs bandes passantes dans le visible, dont la position et la largeur sont déterminées plus par les variations du déphasage que par l'épaisseur de la couche médiane et le pouvoir réflecteur des miroirs. Ainsi dans la relation d'Airy pour les franges de Fabry-Perot, les maxima apparaissent pour

$$\sin^2\left[\frac{2\pi\, nt}{\lambda} - \Phi(\lambda)\right] = 0$$

où n et t représentent l'indice et l'épaisseur de la couche médiane, et $\Phi(\lambda)$ le déphasage à la réflexion. Plus cette expression varie rapidement, en fonction de λ, au voisinage du zéro, plus la bande passante est étroite. Dans le type de filtre proposé, la variation du second terme est prédominante. Les variations de t doivent être d'importance secondaire pour la détermination de la position et de la finesse des bandes, qui peuvent être ainsi considérées comme « stabilisées » par la variation rapide du déphasage.

Pour obtenir une vérification expérimentale de cette propriété, trois paires de filtres à 31 couches ont été préparées. Dans chaque paire, les deux filtres étaient identiques, exceptée l'épaisseur de la couche médiane. Les variations d'épaisseur de cette couche étaient obtenues en utilisant des longueurs d'ondes différentes pour régler l'épaisseur à $\lambda/2$. Pour la première paire, on a choisi les longueurs d'ondes 4 200 et 4 000 Å. Les bandes passantes obtenues se trouvaient à la même longueur d'onde, aux erreurs d'expérience près. Pour la seconde paire, on a augmenté la différence : de 4 200 à 3 650 Å ; ici on a observé un déplacement appréciable de la bande passante, variant de 1/245 de la longueur d'onde pour la bande la plus étroite, à 1/27 pour la bande la plus large. En comparant ce déplacement à la variation relative d'épaisseur 1/7,7, il est évident qu'on obtient un effet de stabilisation, de l'ordre de grandeur prévu. La troisième paire permettait de comparer un filtre avec une couche médiane contrôlée à 4 200 Å et un filtre sans couche médiane. La même série de bandes apparaissait dans les deux filtres, mais, dans le second, elles étaient déplacées de 30 à 190 Å vers le rouge. En calculant les courbes de déphasage, on a vérifié non seulement que ces déplacements étaient en accord avec la théorie, aux erreurs expérimentales près, mais encore que les valeurs absolues des longueurs d'ondes étaient correctes, avec des erreurs ne dépassant pas 2 % en moyenne.

En ce qui concerne les largeurs des bandes passantes, la théorie prévoit un affinement, comparé au cas d'une dispersion de phase nulle, dans un rapport voisin des valeurs précédentes. Les

résultats antérieurs avaient donné des largeurs faibles, mais plusieurs fois supérieures à la valeur théorique. Avec les nouveaux filtres, on a obtenu un meilleur accord. Une bande à 5 885 Å du filtre sans couche médiane, mesurée photographiquement avec un spectromètre à réseau concave de 6,4 m, donne une largeur à mi-hauteur de 12 Å, ou 35 cm^{-1}. La valeur théorique a été calculée avec précision d'après la dispersion de phase, $d\Phi/d\lambda = 14\ \mu$, et le pouvoir réflecteur, $R = 0{,}977$, mesuré sur le miroir à 15 couches. Ces valeurs fournissent une largeur $\Delta\sigma = 17$ cm^{-1}, soit environ la moitié de la largeur observée. La différence pourrait être due au fait, suggéré par Giacomo [11], que les performances des couches possédant un $d\Phi/d\lambda$ élevé dépendent considérablement des variations d'uniformité des couches élémentaires.

Amélioration du pouvoir réflecteur des miroirs métalliques. — Il est bien connu qu'une amélioration considérable du pouvoir réflecteur d'un métal opaque peut être obtenue, sur un domaine restreint de longueur d'onde, en le recouvrant d'une multi-couche, composée d'un nombre relativement petit de couches $\lambda/4$. Dans la figure 5,

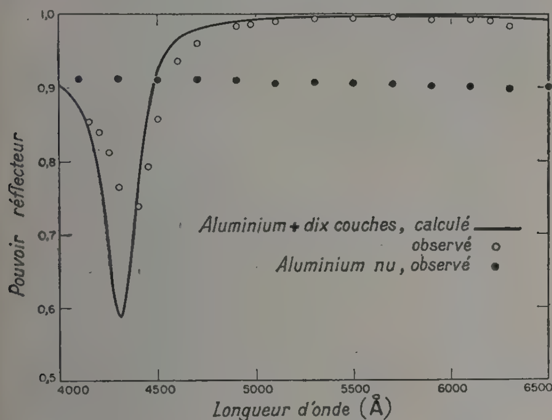


Fig. 5. — Pouvoir réflecteur de l'aluminium avec et sans couches.

Aluminium + six couches, calculé ——
observé ○
Aluminium nu, observé ●

les points noirs montrent le pouvoir réflecteur d'un miroir d'aluminium, fraîchement préparé, tandis que la courbe et les cercles donnent les valeurs calculées et expérimentales, respectivement, pour la surface recouverte de 6 couches contrôlées à 5 500 Å. La couche en contact avec le métal est de cryolithe. Tandis que la surface non traitée réfléchit à peine plus de 90 % à cette longueur d'onde, le pouvoir réflecteur calculé du miroir traité est de 99,4 % et la valeur expérimentale en est très voisine.

Quoique le gain absolu pour une réflexion unique soit faible, de tels miroirs peuvent être intéressants quand on utilise de nombreuses réflections. Les astronomes consacrent des sommes fabuleuses à la construction de grands télescopes, puis perdent peut-être la moitié de la lumière sur les divers miroirs nécessaires pour l'amener au spectrographe. En interférométrie, l'interféromètre à grande différence de marche de Vaïsala [12] est limité, quant à la plus grande distance mesurable, par la perte de lumière lors des réflexions multiples. En spectroscopie d'absorption, les cuves à réflexions multiples emploient 50 réflexions ou plus. Dans ces instruments, c'est la différence entre le pouvoir réflecteur et l'unité qui compte, et un gain de quelques pour cent vaut la peine. A titre d'exemple, la figure 6 donne l'intensité des images dues à une

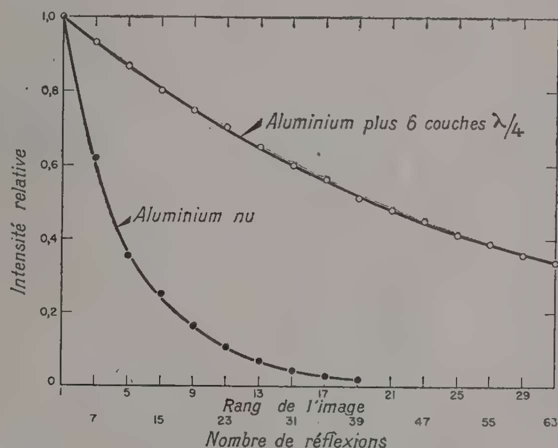


Fig. 6. — Intensités des images avec des miroirs de White.

série de réflexions sur des miroirs aluminiés du type décrit par White [13], avant et après traitement avec 6 couches. Les intensités ont été mesurées, avec une cellule photoélectrique, à 5 670 Å. La « durée de vie » de la lumière passe de 8 réflexions à 41, et même après 63 réflexions il subsiste une quantité appréciable de lumière.

Ces avantages pratiques évidents des miroirs traités montrent l'intérêt d'essayer d'élargir le domaine spectral de réflexion élevée en variant l'épaisseur des couches. Dans ce but, les courbes de pouvoir réflecteur ont été calculées sur la machine IBM 650 pour divers types de couches à bande de réflexion élargie déposées sur l'aluminium; les essais expérimentaux ont été faits sur des miroirs à réflexions multiples. Pour montrer les types de résultats obtenus, la figure 7 donne le pouvoir réflecteur d'un miroir traité avec 10 couches du type Penselin et Steudel [1], c'est-à-dire d'épaisseur optique variant en progression géométrique. Les résultats expérimentaux sont fâcheusement mauvais aux grandes longueurs d'ondes, mais l'accord avec la théorie est bon ailleurs, particu-

lièrement en ce qui concerne la région très étroite de réflexion faible dans le violet.

L'apparition de ces minima étroits est caractéristique de la combinaison de couches à épaisseurs variées et d'une surface métallique à haut pouvoir réflecteur. Ils ont essentiellement la même origine que les minima, plus larges et moins profonds,

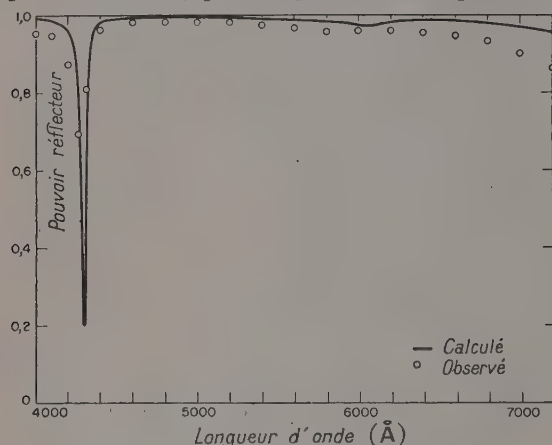


FIG. 7. — Dix couches sur aluminium.

1.	Cryolithe	λ/4 pour	6 230 Å
2.	ZnS	»	5 780 Å
3.	Cryolithe	»	5 400 Å
4.	ZnS	»	5 070 Å
5.	Cryolithe	»	4 770 Å
6.	ZnS	»	4 500 Å
7.	Cryolithe	»	4 270 Å
8.	Sb_2O_3	»	4 050 Å
9.	Cryolithe	»	3 860 Å
10.	Sb_2O_3	»	3 680 Å

obtenus avec des couches d'épaisseurs optiques égales, déposées sur un métal. Dans les deux cas, on peut considérer les bandes sombres comme les franges du spectre cannelé produit par l'interférence entre les lumières réfléchies par le miroir métallique et par le miroir diélectrique. La distance apparente entre ceux-ci dépend essentiellement du déphasage à la réflection sur les multicouches, qui, on l'a vu, varie rapidement avec la longueur d'onde. Figure 4, par exemple, le déphasage dans le bleu varie d'environ 2π sur 100 Å. Donc si une telle multi-couche est déposée sur un métal, on doit s'attendre à ce que, quelque part dans ce domaine, on trouve un déphasage de 180° entre les lumières réfléchies par la multi-couche et par le miroir, d'où une bande sombre.

Des essais ont été faits en vue d'éliminer cet effet, par exemple en déposant quelques couches supplémentaires donnant un pouvoir réflecteur élevé pour la longueur d'onde de la bande sombre. Quoiqu'on ait ainsi réduit l'importance de la bande sombre, à cette longueur d'onde, de façon appréciable, une ou plusieurs autres bandes apparaissent pour des longueurs d'ondes différentes. Il serait nécessaire de pouvoir ajouter une combinaison de couches dont la dispersion de phase compenserait celle de la multi-couche à large bande. Aucune combinaison ayant cette propriété n'a été trouvée jusqu'ici. On pourrait donc appeler cette bande sombre la « bête noire » de ceux qui essaient d'obtenir une réflexion uniformément élevée sur un domaine plus étendu de longueurs d'ondes en utilisant des couches d'épaisseurs optiques inégales.

En conclusion, on peut toutefois remarquer que la multi-couche à 6 couches égales illustrée par la figure 5 est remarquablement efficace. Les calculs montrent que le pouvoir réflecteur reste supérieur à 95 % sur un domaine supérieur à 2 800 Å, et reste supérieur à 99 % sur la plus grande partie de ce domaine. De tels miroirs, réglés pour le domaine de longueurs d'ondes désiré, devraient être très précieux. Dans de nombreuses applications les miroirs seraient utilisés sous des incidences différentes de zéro ; des formules ont été établies pour le calcul des couches multiples d'épaisseurs optiques égales, quelle que soit l'incidence, et seront bientôt publiées [14].

L'auteur désire remercier de leur aide inestimable, MM. P. W. Baumeister et Professor M. Jeppessen.

RÉFÉRENCES

[1] PENSELIN (S.) et STEUDEL (A.), *Z. Physik*, 1955, **142**, 21.
[2] BARR (W. L.) et JENKINS (F. A.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1956, **46**, 141.
[3] BAUMEISTER (P. W.) et STONE (J. M.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1956, **46**, 228.
[4] RIMBERT (G.), LENNUIER (R.) et COJAN (J. L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 1560.
[5] BAUMEISTER (P. W.) et JENKINS (F. A.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1957, **47**, 57.
[6] RING (J.), Communication personnelle.
[7] BAUER (G.), *Ann. Physik* (5), 1934, **19**, 434.
[8] HALL (J. F.), Jr., *J. Opt. Soc. Amer.*, 1957, **47**, 662.
[9] GIACOMO (P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **235**, 1627.
[10] CHABBAL (R.), *J. Recherches C. N. R. S.*, 1953, **24**, 138.
[11] GIACOMO (P.), Voir communication suivante.
[12] VAISALA (Y.), *Helsingfors Inst. Géodésique*, 1923, **2**, 3 ; *ibid.*, 1930, **14**, 3.
[13] WHITE (J. U.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1942, **32**, 285.
[14] BAUMEISTER (P. W.), A paraître dans *J. Opt. Soc. Amer.*

DISCUSSION

C. D. Reid. — Pour quelle longueur d'onde votre filtre à bande étroite était-t-il préparé ? L'étroitesse de la bande passante ne vient-elle pas de ce qu'on serait dans le violet ?

F. A. Jenkins. — Les bandes passantes dont il a été question sont dans le rouge ; la finesse n'est donc pas due à la petitesse des longueurs d'ondes. Au contraire, elle résulte de la dispersion du déphasage à la réflexion, qui permet d'obtenir une largeur de bande beaucoup plus faible (20 fois dans ce cas particulier) que celle que l'on calculerait simplement à partir du pouvoir réflecteur des miroirs.

PROPRIÉTÉS CHROMATIQUES DES COUCHES RÉFLÉCHISSANTES MULTI-DIÉLECTRIQUES

Par P. GIACOMO,
C. N. R. S., Bellevue.

Résumé. — On étudie, en fonction de la longueur d'onde, les variations de certaines qualités des couches multiples diélectriques utilisées comme miroirs dans l'interféromètre de Fabry-Perot.
Les mesures de « finesse » $\mathcal{F}$ et de « transparence » $\mathcal{T}$ montrent que l'absorption A des multicouches « classiques » est sensiblement indépendante du nombre de couches et de la longueur d'onde. $\mathcal{T}$ et $\mathcal{F}$ sont liés par la relation simple $(1 - \mathcal{T})/\mathcal{F} \simeq 2A/3$, ce qui permet de caractériser globalement ce types de couches par leur absorption A.
Si les couches n'ont pas une épaisseur bien uniforme, les défauts de planéité apparents qui en résultent dépendent étroitement de $d\psi/d\sigma$, dérivée du déphasage ψ à la réflexion par rapport au nombre d'ondes σ. Cet effet est susceptible d'entraîner des défauts de surface apparents importants lorsque $|d\psi/d\sigma|$ devient très grand.

Abstract. — Variations, versus wave-length, of some qualities of multi-layer coatings, used as Fabry-Perot mirrors, are studied. " Finesse " $\mathcal{F}$ and " Transparency " $\mathcal{T}$ measurements show that the absorption A of a " classical " coating is roughly independant of the number of layers and wave-length. $\mathcal{T}$ and $\mathcal{F}$ are bound by the simple relation $(1 - \mathcal{T})/\mathcal{F} \simeq 2A/3$, allowing to characterize the general properties of such multilayers by their absorption A. If the layers are not uniform in thickness, there is an apparent lack of planeness, tightly bound to $d\psi/d\sigma$, derivative of the phase change at reflexion ψ, versus wave-number σ. This effect may increase the apparent roughness and lack of planeness of the surface, when large values of $|d\psi/d\sigma|$ occur.

Il est bien connu que les couches multiples diélectriques réfléchissantes ont un pouvoir réflecteur élevé dans un domaine de longueurs d'ondes limité. Leur pouvoir réflecteur R n'est pas leur seule caractéristique importante ; pour l'interféromètre de Fabry-Perot, on est amené à introduire la « finesse réflectrice » $\mathcal{F} = \pi\sqrt{R}/(1 - R)$ et la « transparence réflectrice »

$$\mathcal{T} = [T/(1 - R)]^2 = [1 - (A/1 - R)]^2 ;$$

il est donc utile de connaître non seulement les variations de R (ou $\mathcal{F}$) mais aussi celles de l'absorption A (ou de la transparence $\mathcal{T}$). Nous verrons que les variations du déphasage ψ à la réflexion peuvent également jouer un rôle dans le mesure où elles entraînent des défauts apparents de planéité.

Variations de finesse et de transparence. — Nous nous sommes limités au cas des couches multiples « classiques » (empilements de couches alternées de cryolithe et de sulfure de zinc, d'épaisseurs optiques $\lambda_0/4$). Un de nos buts était de répondre aux questions suivantes : Dans quel domaine de longueurs d'ondes peut-on utiliser un miroir préparé pour la longueur d'onde λ_0 ? Quelles sont, dans ce domaine, les variations de $\mathcal{F}$ et $\mathcal{T}$? Un miroir préparé pour λ_0 et utilisé pour λ_1, est-il « meilleur » ou « plus mauvais » qu'un miroir préparé pour λ_1 ? Il est bien entendu que nous nous limitons ici aux finesses et transparences « réflectrices » et que les finesses et transparences effectives, pour une utilisation déterminée d'un étalon de Fabry-Perot, leurs sont généralement inférieures [1] ; on pourrait également étudier les variations de contraste $\mathcal{C} = (1 + R/1 - R)^2$, il se déduit simplement de la finesse [2] : $\mathcal{C} \simeq 0{,}4\,\mathcal{F}^2$ dès que R est voisin de 1.

Nous avons mesuré directement [3] $\mathcal{F}$ et $\mathcal{T}$ pour plusieurs paires de miroirs. La figure 1 donne, en fonction de σ, les variations de $\mathcal{F}$ et $\mathcal{T}$. Les courbes $\mathcal{F}(\sigma)$ sont conformes à ce qu'on pouvait attendre : elles présentent un maximum $\mathcal{F}_0$ pour $\sigma = \sigma_0$, et leur courbure au sommet est plutôt inférieure à ce que donne le calcul. Les courbes $\mathcal{T}(\sigma)$ présentent un minimum $\mathcal{T}_0$ pour $\sigma = \sigma_0$. $\mathcal{T}$ et $\mathcal{F}$ diminuent sensiblement dans le violet, vraisemblablement à cause de l'absorption croissante des substances.

On peut reporter les valeurs de la figure 1 dans le diagramme $\mathcal{T}(\mathcal{F})$ de la figure 2. Sur ce diagramme sont également reportées les courbes $\mathcal{T}(\mathcal{F})$ correspondant à une absorption A donnée pour chacun des miroirs. Dans la pratique, les finesses utilisables dépassent rarement 50 et les valeurs utiles de $\mathcal{T}$ ne doivent pas être inférieures à 0,25. Dans ce domaine les courbes A = const. se confondent sensiblement avec les droites $\dfrac{1 - \mathcal{T}}{\mathcal{F}} = 2A/3$.

Les points expérimentaux, mis à part ceux qui correspondent aux courtes longueurs d'ondes, restent groupés autour de la courbe A = constante = 0,01. Les valeurs de $\mathcal{T}$ et $\mathcal{F}$ vérifient donc la relation approchée $\dfrac{1 - \mathcal{T}}{\mathcal{F}} \simeq$ constante $\simeq \dfrac{2A}{3}$; nous avions précédemment montré [2], que cette relation est sensiblement vérifiée pour les

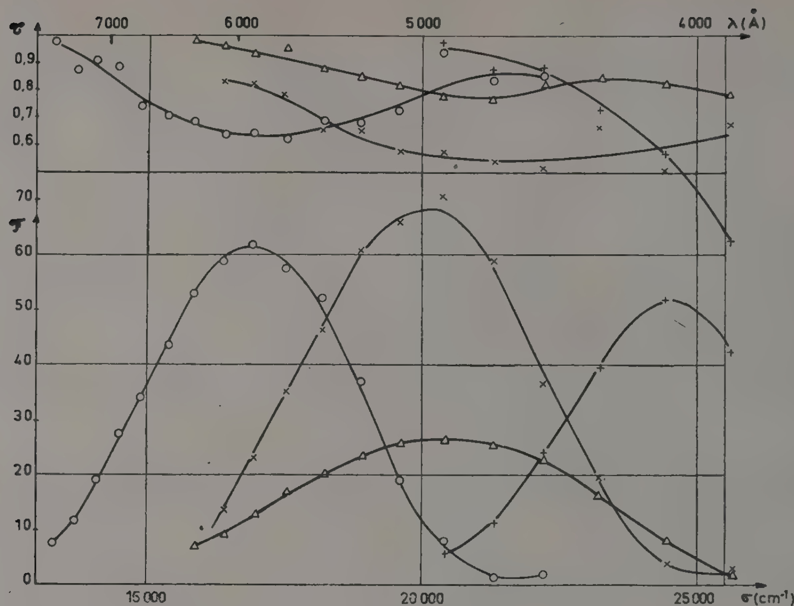


Fig. 1. — Variations de la transparence $\mathcal{T}$ et de la finesse $\mathcal{F}$ en fonction du nombre d'ondes σ pour des Fabry-Perot à couches multiples diélectriques du type verre HBH ... BH-Air (H = λ/4 ZnS, B = λ/4 cryolithe).

Courbes 1, 2, 3 : 7 couches.
Courbe 4 : 5 couches.

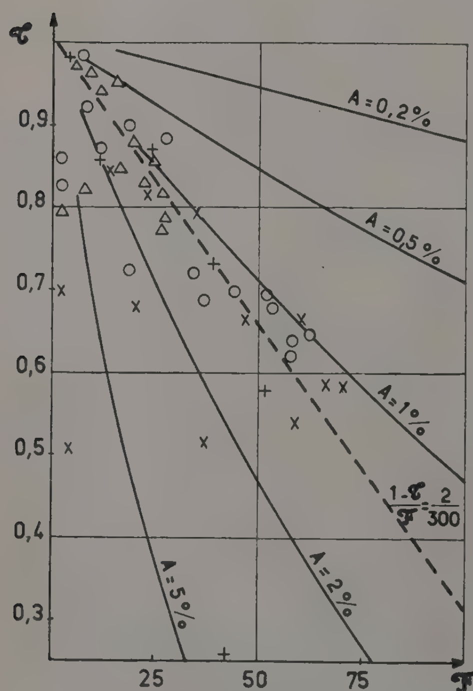


Fig. 2. — Relation transparence-finesse. Courbes théoriques à absorption constante et points expérimentaux de la figure 1.

valeurs $\mathcal{T}_0$ et $\mathcal{F}_0$ correspondant à $\sigma = \sigma_0$, indépendamment du nombre q de couches et de σ_0 ; nous voyons qu'elle reste en outre vérifiée pour les valeurs de $\mathcal{T}$ et $\mathcal{F}$ correspondant à $\sigma \neq \sigma_0$.

L'absorption A, indépendante du nombre de couches q et de la longueur d'onde λ_0 pour laquelle les couches sont quart d'onde, caractérise donc à elle seule la « *qualité* » des couches réalisées. Cette qualité dépend évidemment des matériaux employés, elle peut également dépendre des conditions de préparation (vide, température) et de la structure des couches obtenues (diffusion). Les deux autres paramètres, q et λ_0 (ou σ_0) déterminent $\mathcal{T}(\sigma)$ et $\mathcal{F}(\sigma)$, liés par la relation

$$\frac{1 - \mathcal{T}}{\mathcal{F}} \simeq \frac{2A}{3}.$$

Nous sommes maintenant en mesure de répondre aux questions que nous nous étions posées au début : les couches multi-diélectriques « classiques » sont utilisables dans tout le domaine de pouvoir réflecteur élevé (sensiblement $0{,}8\,\sigma_0 < \sigma < 1{,}2\,\sigma_0$) ; à l'intérieur de ce domaine, $\mathcal{T}$ et $\mathcal{F}$ varient, mais ce qu'on perd en finesse, on le gagne en transparence, et réciproquement ; une paire de miroirs, préparés pour λ_0 et utilisés pour $\lambda_1 \neq \lambda_0$, donnera, *à finesse égale*, la *même transparence* qu'une autre, même de nombre de couches différent : il est par exemple équivalent d'utiliser pour λ = 4 500 Å la paire de lames n° 2 ou la paire de lames n° 4 de la figure 1

($\mathcal{F} = 25$, $\mathcal{T} = 0{,}8$) de même pour les n° 1 et 2 à 5 500 Å ou 1 et 4 vers 5 100 Å.

Ces résultats ne sont pas vérifiés avec une grande précision, et nous n'avons pas cherché si les écarts qui subsistent sont accidentels ou systématiques ; nous pensons que, même s'ils représentent une approximation grossière, ils peuvent servir de guides pour le choix et l'utilisation des multicouches réfléchissantes. Il serait intéressant de voir si des propriétés analogues existent pour les multicouches « achromatiques » [5].

Variations du déphasage à la réflexion. — Le déphasage ψ à la réflexion varie, pour une multicouche donnée, en fonction de σ. On peut tenir compte de cette variation par des corrections appropriées [4] lorsqu'on utilise le même étalon dans un certain domaine de longueurs d'ondes. Cependant, même en lumière monochromatique, cette variation peut avoir des conséquences fâcheuses : si ψ varie rapidement en fonction de σ, il varie également rapidement en fonction de l'épaisseur des couches ; si ces épaisseurs ne sont pas rigoureusement uniformes (*i. e.* constantes sur toute la surface utilisée) leurs variations se traduiront par des défauts apparents de planéité des lames, d'où limitation de la finesse effective (et baisse de la transparence effective [1]). Pour étudier quantitativement cet effet, il est nécessaire de faire quelques suppositions sur la répartition des épaisseurs des couches le long de la surface ; nous envisagerons deux types simples de répartition, qui semblent devoir se présenter fréquemment.

1) Couches proportionnelles. — C'est le type de répartition qu'on obtiendrait par évaporation sous vide, à partir d'un creuset rapproché : les épaisseurs des couches successives sont variables suivant le point considéré sur la surface, mais les rapports entre les différentes épaisseurs sont indépendants du point considéré (*fig.* 3). Le déphasage apparent à la réflexion ρ, est,

$$\rho = \rho_0 + \delta\rho = \rho_0 + \delta\psi + 4\pi\sigma\delta e$$

or, si l'on fait varier simultanément e et σ en gardant σe constant, on a $\delta\psi = 0$, donc

$$\frac{\partial\psi}{\partial e} de + \frac{\partial\psi}{\partial\sigma} d\sigma = 0 \quad \text{si} \quad de/e = -d\sigma/\sigma$$

d'où

$$\frac{\partial\psi}{\partial e} = \frac{\sigma}{e}\frac{\partial\psi}{\partial\sigma}$$

et

$$\delta\psi \simeq \frac{\partial\psi}{\partial e}\delta e = \frac{\sigma}{e}\frac{\partial\psi}{\partial\sigma}\delta e$$

d'où

$$\delta\rho \simeq \left(\frac{1}{e}\frac{\partial\psi}{\partial\sigma} + 4\pi\right)\sigma\,\delta e.$$

La surface d'onde reproduit, avec un coefficient

$$\frac{\sigma}{e}\frac{\partial\psi}{\partial\sigma} + 4\pi\sigma$$

les défauts de répartition des couches.

On peut donc avoir compensation exacte : si $\partial\psi/\partial\sigma = -4\pi e$, les variations du déphasage compensent exactement les variations d'épaisseur des couches ; nous verrons un peu plus loin un cas où cette relation est presque vérifiée. Si l'on s'impose une limite supérieure des défauts de surface apparents admissibles, $\delta\rho_m$, on devra s'imposer,

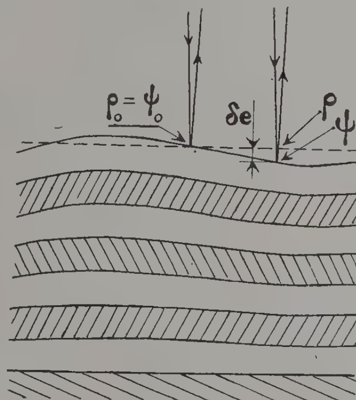


Fig. 3.

pour les couches, un défaut d'uniformité $\delta e/e$ maximum :

$$\frac{\delta e}{e} \leqslant \frac{\delta\rho_m}{\left(\frac{\partial\psi}{\partial\sigma} + 4\pi e\right)\sigma}.$$

Prenons par exemple $\delta\rho_m = 2\pi/50$, ce qui correspondrait, pour une *paire* de lames, à des défauts apparents inférieurs à 1/25 de frange, et calculons le $\delta e/e$ maximum correspondant :

α) pour une multi-couche « classique » à 7 couches ZnS-cryolithe, on a $\partial\psi/\partial\sigma \simeq -1{,}5\ \mu$, on devra donc avoir $\frac{\delta e}{e} \leqslant 0{,}013$;

β) pour une multi-couche « achromatique » citée par Jenkins [5] : $\partial\psi/\partial\sigma \simeq -14\ \mu$ entraîne $\delta e/e \leqslant 0{,}04$;

γ) pour une multi-couche achromatique préparée par Steudel [6], d'après Jenkins [5], on a

$$\partial\psi/\partial\sigma \simeq -125\ \mu \quad \text{d'où} \quad \delta e/e \leqslant 0{,}005.$$

La tolérance sur l'uniformité des couches devient très faible dans le dernier cas, à cause de la valeur élevée de $\partial\psi/\partial\sigma$; par contre, dans le deuxième exemple, la compensation entre $\partial\psi/\partial\sigma$ et e permet une très large tolérance pour ce type de répartition « proportionnelle » ; il n'en est plus de même pour la répartition aléatoire que nous allons envisager maintenant.

2) VARIATIONS ALÉATOIRES INDÉPENDANTES DES ÉPAISSEURS. — C'est le type de défaut d'uniformité qu'on est amené à introduire si l'on veut tenir compte de la structure, plus ou moins lacunaire, entraînant une certaine « rugosité » des surfaces des couches, ou des variations accidentelles de l'indicatrice d'émission des creusets, lors de la préparation par évaporation sous vide.

Nous avons toujours, en un point de la surface $\delta\rho = \delta\psi + 4\pi\sigma\delta e$; en exprimant ρ en fonction des épaisseurs e_i des différentes couches

$$\delta\rho \simeq \sum_i \frac{\partial\rho}{\partial e_i}\,\delta e_i \qquad \text{avec} \quad \frac{\partial\rho}{\partial e_i} = \frac{\partial\psi}{\partial e_i} + 4\pi\sigma.$$

La variation e_i de l'épaisseur de la couche de rang i, fonction aléatoire du point choisi sur la surface, peut être caractérisée par son écart quadratique moyen ε_i, et, comme les δe_i et δe_j sont indépendants, on aura

$$\Delta^2 = \overline{(\delta\rho)^2} = \sum_i \left(\frac{\partial\rho}{\partial e_i}\right)^2 \varepsilon_i^2$$

$$\varepsilon^2 = \overline{(\delta e)^2} = \sum_i \varepsilon_i^2.$$

Pour ces variations aléatoires des épaisseurs, il est vraisemblable d'admettre que

$$\varepsilon_i^2 = k^2 e_i \quad \text{d'où} \quad \varepsilon^2 = k^2 \sum e_i = k^2 e$$

$$\Delta^2 = \sum_i \left(\frac{\partial\rho}{\partial e_i}\right)^2 k^2 e_i = \sum_i \left(\frac{\partial\rho}{\partial e_i}\right)^2 \frac{e_i}{e}\,\varepsilon^2.$$

Nous essaierons de comparer Δ, écart quadratique moyen de phase sur la surface, dans les deux cas envisagés : écarts indépendants et écarts homothétiques. Dans le cas des écarts proportionnels envisagé au paragraphe précédent on a également

$$\delta'\rho \simeq \sum_i \frac{\partial\rho}{\partial e_i}\,\delta' e_i$$

mais avec

$$\frac{\delta' e_i}{e_i} = \frac{\delta' e_j}{e_j} = \frac{\delta' e}{e} = K$$

d'où

$$\Delta'^2 = \overline{(\delta\rho')^2} = \overline{\left(\sum_i \frac{\partial\rho}{\partial e_i}\frac{e_i}{e}\,\delta' e\right)^2} = \varepsilon'^2 \left(\sum_i \frac{\partial\rho}{\partial e_i}\frac{e_i}{e}\right)^2.$$

Si l'on convient de comparer les e. q. m. de phase Δ et Δ' correspondant à un même e. q. m. d'épaisseur totale $\varepsilon = \varepsilon'$ on aura à comparer les expressions :

$$A = \sum_i \left(\frac{\partial\rho}{\partial e_i}\right)^2 \frac{e_i}{e} \quad \text{et} \quad A' = \left(\sum_i \frac{\partial\rho}{\partial e_i}\frac{e_i}{e}\right)^2$$

en admettant que $\dfrac{e}{e_i} \simeq q$ q étant le nombre de couches

$$A \simeq q \sum_i \left(\frac{\partial\rho}{\partial e_i}\right)^2 \left(\frac{e_i}{e}\right)^2 \qquad A' = \left(\sum_i \frac{\partial\rho}{\partial e_i}\frac{e_i}{e}\right)^2$$

$$A \simeq q \sum_{i=1}^{i=q} a_i^2 \qquad A' = \left(\sum_{i=1}^{i=q} a_i\right)^2$$

et l'on sait que

$$\sum_1^q a_i^2 \geqslant \frac{1}{q}\left(\sum_1^q a_i\right)^2$$

d'où

$$A \geqslant A', \quad \Delta^2/\varepsilon^2 \geqslant \Delta'^2/\varepsilon'^2$$

et, avec la *convention* $\varepsilon = \varepsilon'$, $\Delta \geqslant \Delta'$.

A écart quadratique moyen donné de l'épaisseur totale, *la surface d'onde est au moins aussi sensible aux écarts d'épaisseurs aléatoires indépendants des diverses couches qu'à leurs écarts proportionnels.*

Nous avons vu, au paragraphe précédent, que $\partial\psi/\partial\sigma$ est un facteur important de variation de ρ : on pourrait reprendre, à propos des écarts aléatoires indépendants d'épaisseur, les résultats de ce paragraphe ; il faut cependant remarquer que nous n'avons pu fixer, pour Δ, qu'une limite inférieure, atteinte seulement quand tous les a_i sont égaux. Il suffit que leurs valeurs soient fortement différentes et, en particulier, que leurs signes soient variables suivant i, pour que $A \gg A'$. Le cas

$$\partial\psi/\partial\sigma = -4\pi e,$$

qui donnait, pour les écarts homothétiques, une compensation des défauts d'épaisseur, ne donnera plus, en général, de compensation pour les écarts aléatoires indépendants. Par contre, si $\partial\psi/\partial\sigma$ est faible, avec des $\partial\psi/\partial e_i$ tous de même signe (ce qui est le cas pour les couches multiples classiques) ou ne s'écarte pas beaucoup de $\partial\rho/\partial e_i = \partial\rho/\partial e_j = 4\pi\sigma$ donc de la limite inférieure de Δ/ε.

Dans les deux cas considérés, les valeurs élevées de $\partial\psi/\partial\sigma$ risquent donc d'entraîner des déformations importantes de la surface d'onde réfléchie. Ceci est nuisible au moins à deux égards : d'une part [1] les écarts apparents à la planéité limitent la finesse effective du Fabry-Perot, et, pour une finesse réflectrice plus élevée, ceci se traduit par une baisse considérable de la transparence effective, d'autre part, les rugosités superficielles entraînent une certaine diffusion, ce qui augmente l'absorption globale ; il y a tout lieu de penser [2] que cet effet est parfois plus important que l'absorption elle-même. Les répercussions d'un $\partial\psi/\partial\sigma$ élevé ne sauraient donc être négligées, *a priori*, même dans le cas où les couches multiples sont utilisées en lumière monochromatique.

RÉFÉRENCES

[1] CHABBAL (R.), *J. Rech. C. N. R. S.*, 1953, n° 24, 138.
[2] GIACOMO (P.), *Rev. Opt.*, 1956, **35**, 317 et 442.
[3] GIACOMO (P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **235**, 1627.
[4] DUFOUR (Ch.), *Rev. Opt.*, 1951, **31**, 1.
[5] JENKINS (F. A.), Communication au présent Colloque.

DISCUSSION

G. Stroke. — Dans votre dernière remarque, est-ce aux défauts locaux que vous pensez ?

P. Giacomo. — Pas spécialement. Dans le cas de défauts *aléatoires* de grande surface, le calcul de $|\delta\rho|$ n'est plus valable pour un seul plan de surface relativement petite, mais il reste valable, en moyenne, pour un grand nombre de plans traités indépendamment.

J. Roig. — Ce genre de considérations peut-il s'étendre aux couches métalliques ? (cas des variations locales de structure).

P. Giacomo. — Dans ce cas les épaisseurs sont toujours faibles et le déphasage varie peu avec la longueur d'onde ; les défauts d'épaisseur ne doivent donc pas jouer un rôle important dans la planéité apparente.

J. Roig. — La relation entre transparence et finesse peut-elle s'étendre dans tous les cas ?

P. Giacomo. — On ne dispose plus que d'un paramètre : l'épaisseur de la couche métallique ; on a alors une relation ($\mathcal{T}$, $\mathcal{F}$) qui dépend beaucoup de la longueur d'onde dans la mesure où l'indice complexe en dépend lui-même beaucoup.

J. Roig. — La relation ($\mathcal{T}$, $\mathcal{F}$) est-elle encore linéaire ?

P. Giacomo. — La linéarité n'est ici qu'approchée. Dans le cas des couches métalliques, où les transparences sont plus faibles, à finesse égale, la courbe s'écarte sensiblement d'une droite même pour des finesses de l'ordre de 20.

R. Lennuier. — Je signale que la relation

$$\frac{1-\mathcal{T}}{\mathcal{F}} \simeq \frac{2A}{3}$$

est encore assez bien vérifiée par les dépôts IRb-cryolithe préparés pour $\lambda = 2\,537$ Å.

J. G. Hirschberg. — Quelle est l'origine de l'absorption ? serait-il possible de la réduire ?

P. Giacomo. — Dans le milieu du visible, l'absorption est essentiellement due à la diffusion. Dans le violet, l'accroissement rapide de l'absorption ne peut se justifier que par l'absorption intrinsèque. Dans le premier cas c'est la structure des couches qui intervient, dans le second, c'est l'absorption au voisinage d'une bande fondamentale ; dans les deux cas l'absorption apparente est liée à des facteurs comme la pureté ou la structure, dont on est difficilement maître. Cette question a été discutée plus complètement (*Rev. Opt.*, 1956, **35**, 112 à 640).

P. Rouard. — P. Giacomo suppose implicitement que les couches sont continues, homogènes et isotropes. En fait il ne s'agit que d'une première approximation.

P. Giacomo. — Ce qui n'améliore pas la situation.

F. Abelès. — La relation ($\mathcal{T}$, $\mathcal{F}$) est-elle uniquement déduite de l'expérience ou a-t-elle aussi une justification théorique ?

P. Giacomo. — La relation linéaire approchée entre $\mathcal{T}$ et $\mathcal{F}$ est essentiellement expérimentale, en ce qui concerne l'influence de λ. On peut le démontrer théoriquement en ce qui concerne l'influence du nombre de couches ; par la même occasion on peut déterminer la valeur de A.

PRÉPARATION ET PROPRIÉTÉS DE COUCHES RÉFLÉCHISSANTES POUR LE FABRY-PEROT DANS L'ULTRA-VIOLET

Par A. STEUDEL,
Erstes Physikalisches Institut der Universität, Heidelberg.

Résumé. — On peut escompter un progrès sensible des études de structure hyperfine dans l'ultra-violet par l'utilisation de couches multi-diélectriques, analogues à celles utilisées dans le visible, donnant à la fois une résolution et une transparence élevées.

Dans la région entre 3 000 et 4 000 Å, $PbCl_2$ remplit les conditions de haut indice et de faible absorption. Un système de 9 couches alternées de $PbCl_2$ et MgF_2 a, dans cette région, un pouvoir réflecteur de 97 % et une absorption de seulement 1,9 %. Au-dessous de 3 000 Å, l'absorption de $PbCl_2$ devient gênante. Entre 2 500 et 3 000 Å, toutefois, CsI est convenable comme substance de haut indice. Un système de 13 couches CsI-MgF_2 donne un pouvoir réflecteur de 92 % et une absorption de 3 % ; on atteint 95 % avec 15 couches.

Les couches multi-diélectriques réfléchissantes dans l'ultra-violet sont presque complètement transparentes dans le visible. L'addition de deux couches $\lambda/2$ alternées, bas indice-haut indice, fournit un maximum de réflexion supplémentaire dans le visible, permettant le réglage visuel de l'interféromètre.

On compare les propriétés des couches multi-diélectriques et des miroirs d'aluminium. A 3 200 Å, la résolution est environ 6 fois supérieure avec les couches diélectriques, pour des miroirs donnant la même transparence.

Abstract. — Some improvement of hyperfine structure studies in the ultraviolet may be expected from the use of dielectric multilayer coatings, analogous to those used in the visible, giving at the same time high resolution and high transparency.

In the region between 3 000 and 4 000 Å $PbCl_2$ meets the requirements for a highly refractive medium, possessing a small absorption. Systems of nine alternate layers of $PbCl_2$ and MgF_2 possess in this region a reflectance of 97 % and an absorption of only 1.9 %. Below 3 000 Å the absorption of $PbCl_2$ becomes troublesome. Between 2 500 and 3 000 Å however, CsI is a suitable highly refractive salt. Thirteen-layer-systems of CsI and MgF_2 reach a reflectance of 92 % and an absorption of 3 %. CsI-MgF_2-systems composed of fifteen layers give a reflectance of 95 %.

Dielectric multilayer coatings reflecting in the ultra-violet region are almost completly transparent in the visible region. The addition of two layers each of thickness $\lambda/2$ with low and high refractive index respectively yields a further reflectance maximum in the visible region, which permits an easy visual adjustment of the interferometer.

The properties of multiple dielectric layers and aluminium mirrors are compared. At 3 200 Å for example the resolution of the dielectric mirrors is superior by a factor of 6, if both coatings possess the same transparency.

Depuis environ trente ans on fait des recherches optiques sur les structures hyperfines à l'aide de l'interféromètre de Fabry-Perot. Le développement de la physique rend nécessaire la recherche de structures hyperfines de plus en plus compliquées afin de recueillir des renseignements nouveaux sur les moments nucléaires et sur le déplacement isotopique. On exige donc sans cesse davantage de la technique optique de recherche, ce qui rend absolument nécessaire un nouveau développement des méthodes optiques. L'amélioration des qualités des miroirs Fabry-Perot semi-transparents constitue l'un de ces progrès techniques.

Quand, dans un laboratoire, on fait de nombreuses recherches sur les structures hyperfines avec l'étalon Fabry-Perot, comme c'est le cas à l'Institut de Heidelberg, et qu'on n'a à sa disposition qu'un nombre limité de lames Fabry-Perot, il est nécessaire de produire très souvent de nouveaux miroirs puisqu'on s'efforce naturellement de choisir les qualités des miroirs conformément au problème étudié. C'est pourquoi nous nous occupons depuis de nombreuses années de la production de miroirs Fabry-Perot. Jusqu'en 1952 nous recouvrions nos lames, d'argent pour les recherches dans le visible, d'aluminium pour les travaux dans l'ultra-violet, comme c'était en général l'usage jusqu'à cette date. Cependant, stimulés par les beaux succès qui avaient été obtenus à Bellevue [1], [2] au moyen de couches multi-diélectriques, nous avons modifié notre dispositif d'évaporation et avons commencé à produire des miroirs diélectriques ZnS-cryolithe. Il est en général connu que l'on arrive à produire pour tout le spectre visible des miroirs à couches $\lambda/4$ ZnS-cryolithe alternées qui sont supérieurs aux couches d'argent, sauf dans le rouge.

Mais pour la recherche des moments nucléaires et du déplacement isotopique, il est souvent nécessaire d'étudier aussi les structures hyperfines dans la région ultra-violette du spectre. Jusqu'à présent on n'avait pas résolu de façon satisfaisante de

nombreux problèmes que posaient ces cas, car le pouvoir réflecteur des couches d'aluminium utilisées ne suffisait pas pour obtenir une résolution suffisamment bonne ou parce que la luminosité du Fabry-Perot était trop faible par suite de la grande absorption de l'aluminium. C'est pourquoi il était de notre intérêt d'essayer de produire, également dans l'ultra-violet des miroirs à couches multidiélectriques dont les qualités fussent supérieures à celles des couches d'aluminium. La présente communication rend compte de la production et des qualités de miroirs diélectriques pour la région spectrale de 2 400 à 4 000 Å [3], [4].

On sait que ZnS, qui est généralement utilisé comme couche d'indice élevé dans le visible, commence à absorber fortement en dessous de 3 900 Å environ ; il n'est donc nullement question de l'employer, pour les longueurs d'onde plus courtes, à la production de miroirs diélectriques. Quand on veut produire des miroirs diélectriques pour l'ultra-violet, il est difficile de trouver un corps à haut indice et à absorption faible qu'on puisse évaporer et qui donne des systèmes de couches multiples durables. Dans la région de 3 000 à 4 000 Å, $PbCl_2$ s'avère un excellent corps à haut indice qui possède un indice de réfraction d'environ 2,3 dans cette région de longueur d'onde. De 2 400 à 3 000 Å, nous avons fait ces derniers mois de bonnes expériences avec CsI pris comme couche à haut indice. Dans cette région de longueur d'onde, il a un indice environ 1,9. Nous avons employé la cryolithe, MgF_2 et NaF comme couches à bas indice.

La production des couches se fait, de manière habituelle, par évaporation sous vide poussé. Le contrôle de l'épaisseur des couches pendant l'évaporation s'effectue par l'observation des variations du pouvoir réflecteur et par l'arrêt de l'évaporation aussitôt que le maximum ou le minimum désiré est atteint. Au cours de ces mesures, nous avons utilisé comme source de lumière le spectre continu d'une lampe à xénon à haute pression d'une puissance de 1 000 W. La lampe alimentée par des accumulateurs, brûle d'une manière constante et donne un spectre continu dont l'intensité est encore suffisante pour faire des mesures au-dessous de 2 500 Å. La lumière de la lampe était réfléchie par un verre témoin qui se trouvait dans l'appareil immédiatement à côté des lames Fabry-Perot à traiter ; le faisceau lumineux traversait au sortir de l'appareil un monochromateur double de quartz et arrivait sur la photocathode d'un multiplicateur RCA 1P28 dont le courant photoélectrique était mesuré par un galvanomètre. Après évaporation de quatre couches, nous changions le verre témoin car la variation du pouvoir réflecteur, au cours de l'évaporation d'une nouvelle couche, était alors trop petite.

Par ce procédé de contrôle de l'épaisseur des couches, dont l'exactitude est naturellement limitée, on peut, d'après nos expériences, obtenir des miroirs Fabry-Perot dans des conditions faciles à reproduire. Néanmoins l'exactitude du procédé ne suffit pas pour produire des filtres interférentiels pour une longueur d'onde donnée. On doit alors employer des méthodes de contrôle plus précises, comme, par exemple, le dispositif décrit par Giacomo et Jacquinot [5].

Au cours de l'évaporation de $PbCl_2$ et de CsI, nous avons fait les expériences suivantes :

Pour éviter que les matériaux ne sautent au cours de l'évaporation, il est recommandable de fondre aussi bien $PbCl_2$ que CsI et de les verser sur une lame d'acier froide avant d'en remplir le creuset.

Les couches minces de $PbCl_2$ étaient, après évaporation, complètement claires. Cependant après avoir été exposées un jour à l'air elles montraient un trouble laiteux. Si l'on soufflait sur les couches, le trouble se renforçait. C'est donc que ce trouble est probablement dû à l'absorption d'eau. Si, sur la couche de $PbCl_2$, on fait évaporer une couche protectrice de MgF_2, le trouble ne se produit pas ; une couche protectrice de cryolithe s'avère au contraire inefficace. Nous avons donc réalisé des miroirs à couches $\lambda/4$ $PbCl_2$-MgF_2 et sur la dernière couche de $PbCl_2$, nous avons fait évaporer encore une couche protectrice $\lambda/2$ de MgF_2 qui ne peut influer sur le pouvoir réflecteur aux alentours de la longueur d'onde λ. Ces systèmes de couches multiples sont durables. Ils peuvent être gardés en laboratoire sans précautions particulières et sans que leurs qualités se modifient même après plusieurs années.

Cependant des systèmes de couches multiples CsI-MgF_2 sont plus sensibles à l'humidité, que les systèmes de couches $PbCl_2$-MgF_2, même si l'on évapore une couche protectrice. Pour éviter l'apparition d'un trouble, on ne peut les garder que quelques heures en laboratoire sans précautions spéciales. Ils peuvent cependant être conservés à l'air sec et, dans ces conditions, leurs qualités ne changent pas, même après plusieurs mois. Comme nous ne produisons ces miroirs de CsI-MgF_2 que depuis cinq mois, nous ne pouvons pas encore donner de détails sur leur conservation pour un temps plus long. On peut sans difficulté utiliser les couches CsI-MgF_2 comme miroirs de Fabry-Perot : L'interféromètre peut être facilement réglé en laboratoire et doit ensuite être simplement enfermé dans un récipient hermétiquement clos contenant un desséchant, comme, par exemple, du gel de silice.

La production des miroirs diélectriques Fabry-Perot pose un problème : Quel pouvoir réflecteur doit-on donner au miroir, en d'autres termes combien de couches doit-on évaporer ? Pour les couches métalliques, en particulier pour les couches d'aluminium, la réponse se dégage d'elle-même,

puisque les couches possèdent une absorption relativement grande. Si l'on choisit le pouvoir réflecteur trop élevé, la transmission des miroirs devient alors si faible qu'il en résulte une perte d'intensité intolérable. Les miroirs diélectriques ont cependant une absorption beaucoup plus petite que les miroirs métalliques. Cet effet de limitation du pouvoir réflecteur utilisable ne joue donc pour les miroirs diélectriques qu'un rôle secondaire. Si l'on utilise des couches multiples, on peut fixer une limite supérieure au pouvoir réflecteur qu'on s'efforce d'atteindre à cause des inévitables défauts de surface des lames supportant les miroirs. Chabbal [6] a étudié en détail l'influence des défauts de surface des lames sur la largeur des raies observées.

Pour une grandeur donnée des défauts de surface, la largeur de la raie observée prend une valeur pratiquement constante si le pouvoir réflecteur des lames dépasse une certaine valeur. Cette valeur, nous la désignerons comme la limite du pouvoir réflecteur rentable. Au-dessus de la limite rentable, une augmentation du pouvoir réflecteur n'aurait pas pour conséquence un rétrécissement de la largeur de la raie, mais bien une perte d'intensité inutile.

Au cours de nos recherches sur les structures hyperfines, nous avons la plupart du temps intérêt à avoir un pouvoir de résolution qui soit le plus grand possible. Une partie de nos lames Fabry-Perot ont, comme nous l'avons constaté au cours de nos expériences, des défauts de surface d'environ $\lambda/70$. C'est pourquoi nous nous sommes efforcé de produire des miroirs à faible absorption, dont le pouvoir réflecteur dépasse la limite du pouvoir réflecteur rentable telle qu'elle résulte de défauts de surface de $\lambda/50$. L'assez grand pouvoir de résolution résultant du haut pouvoir réflecteur ne peut naturellement être complètement utilisé que si l'on réussit à rendre la largeur Doppler des raies suffisamment petite.

La figure 1 montre des exemples de pouvoir réflecteur mesurés sur des miroirs constitués de couches de $PbCl_2$ et MgF_2. Nous avons porté la longueur d'onde en abscisse, le pouvoir réflecteur en ordonnée. Les deux systèmes représentés sont constitués de 9 couches $\lambda/4$ alternées sur lesquelles a été évaporée une couche protectrice $\lambda/2$ de MgF_2. Dans l'un des systèmes, la longueur d'onde, pour laquelle l'épaisseur optique des couches est $\lambda/4$, est de 3 300 Å ; dans l'autre de 3 800 Å. R_G est la courbe de la limite du pouvoir réflecteur rentable pour des défauts de surface de $\lambda/50$. Cette limite est largement dépassée dans une région d'environ 600 Å, le maximum du pouvoir réflecteur se tient à 97 %. Dans ce domaine de 600 Å on peut donc atteindre avec ces miroirs le plus grand pouvoir de résolution limité par les défauts de surface des lames. Les maxima secondaires n'atteignent pas la hauteur que l'on pourrait théoriquement attendre, en fait environ 35 % pour le premier de ces maxima, et environ 15 % pour le deuxième. En effet la couche protectrice $\lambda/2$ se transforme en une couche $\lambda/4$ pour la longueur

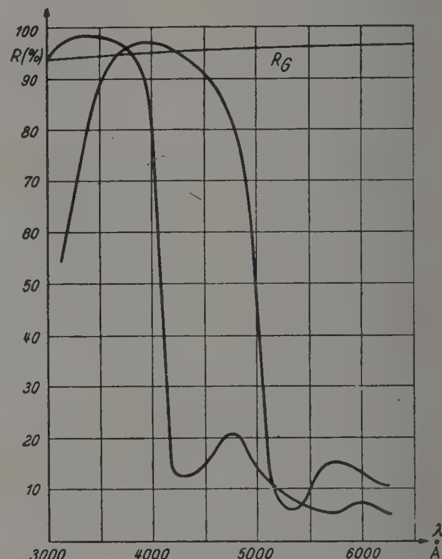


Fig. 1.

d'onde double de la longueur d'onde d'évaporation ; entre λ et 2 λ la couche protectrice diminue de plus en plus le pouvoir réflecteur provenant des couches $\lambda/4$ alternées.

Dans de nombreux cas un système de 7 couches $\lambda/4$ suffit déjà pour la recherche de structures hyperfines. Si l'on évapore 7 couches $\lambda/4$ à 3 500 Å, on atteint la limite du pouvoir réflecteur rentable ; si l'on évapore 7 couches $\lambda/4$ à 3 000 Å, on dépasse déjà la limite du pouvoir réflecteur rentable par suite de l'augmentation de l'indice de $PbCl_2$.

Dans la région de 3 000 à 4 000 Å, l'absorption de 9 couches $\lambda/4$ $PbCl_2$-MgF_2 recouvertes d'une couche protectrice $\lambda/2$ de MgF_2 se monte à

$$A = (1{,}9 \pm 0{,}2)\ \%$$

et est indépendante de la longueur d'onde. Les couches d'aluminium ont au contraire une absorption d'environ 8 % vers 3 200 Å.

Si la longueur d'onde pour laquelle on veut faire des couches $\lambda/4$ est de l'ordre de 3 000 Å ou au-dessous, le maximum de réflexion des miroirs ne s'étend plus jusqu'au visible. Le système de couches est presque incolore, de sorte que le réglage de l'étalon est difficile à faire. En général, le pouvoir réflecteur des maxima secondaires ne suffit pas pour faire le réglage. Cependant on peut tourner cette difficulté de la façon suivante : La figure 2 représente schématiquement un système de 7

couches $\lambda/4$ alternées ; sur l'ordonnée est porté l'indice de réfraction des couches, sur l'abscisse l'épaisseur optique. On ajoute alors au système de couches $\lambda/4$ une couche $\lambda/2$ de bas indice et une couche $\lambda/2$

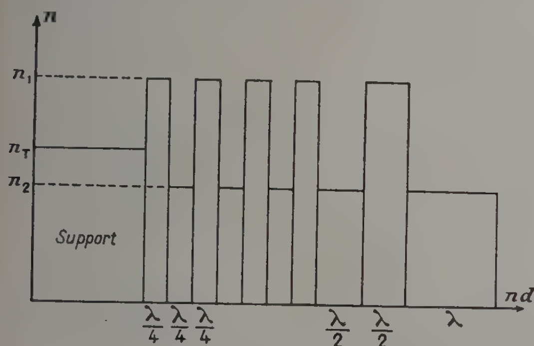


FIG. 2.

de haut indice qui ne peuvent ni l'une ni l'autre influer sur le pouvoir réflecteur du système $\lambda/4$ aux alentours de λ. Mais ces deux couches $\lambda/2$ agissent pour la longueur d'onde 2λ comme des couches $\lambda/4$, elles y produisent donc un maximum de réflexion supplémentaire qui permet un réglage impeccable de l'interféromètre avec la longueur d'onde 2λ, donc dans le visible. En outre on applique comme couche protectrice une couche λ de bas indice qui ne diminue pas le pouvoir réflecteur ni à λ ni à 2λ. Dans la pratique ces considérations ne sont naturellement

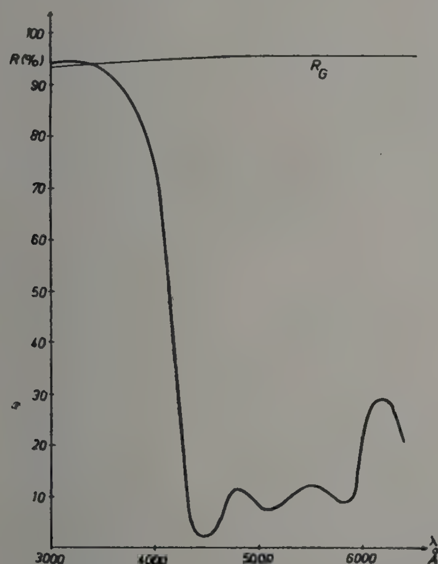


FIG. 3.

qu'approximatives à cause de la dispersion des substances utilisées. La figure 3 montre le pouvoir réflecteur mesuré d'un miroir de couches $PbCl_2$-MgF_2, monté de la façon décrite ci-dessus, qui a été préparé vers 3 000 Å. Dans le rouge apparaît un maximum de réflexion supplémentaire qui rend possible un réglage commode du Fabry-Perot dans le visible. A 3 000 Å le pouvoir réflecteur produit par les 7 couches $\lambda/4$ est plus grand que la limite du pouvoir réflecteur rentable et s'élève à environ 94 %. Au-dessous de 3 000 Å il n'est plus possible d'utiliser les couches de $PbCl_2$ à cause de l'absorption de $PbCl_2$.

Entre 2 400 et 3 000 Å, les miroirs de couches CsI-MgF_2 donnent des résultats utilisables. Dans ce cas on doit choisir un plus grand nombre de couches $\lambda/4$ car l'indice de CsI est plus petit que celui de $PbCl_2$. La figure 4 montre le pouvoir

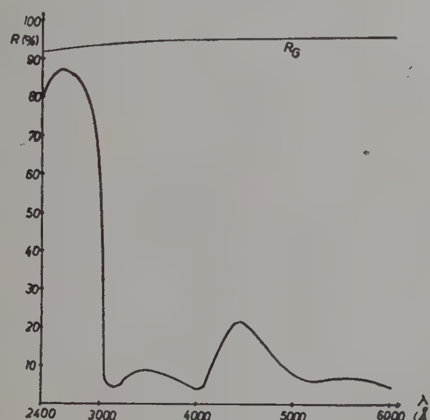


FIG. 4.

réflecteur mesuré de 11 couches $\lambda/4$ CsI-MgF_2 qui ont été évaporées vers 2 600 Å. En outre ont été évaporées une couche $\lambda/2$ de MgF_2 et une couche $\lambda/2$ de CsI qui font apparaître le maximum dans le visible, ce qui rend possible le réglage de l'étalon. Aux alentours de 2 600 Å, on atteint avec 11 couches $\lambda/4$ un pouvoir réflecteur d'environ 86 % ; la limite du pouvoir réflecteur rentable n'est pas atteinte.

A la place d'une couche λ de MgF_2, nous avons utilisé une couche λ de NaF comme couche protectrice. Nous nous sommes aperçu que dans un système de couches qui contient un assez grand nombre de couches de MgF_2 il se produit immédiatement après l'évaporation des fissures qui rendent le miroir inutilisable. Que nous ayons utilisé du $PbCl_2$ ou du CsI, cela a toujours été le cas si la somme des épaisseurs optiques de l'ensemble des couches de MgF_2 dépassait environ 5 500 Å. C'est pourquoi nous avons produit des couches protectrices λ de NaF pour les miroirs CsI-MgF_2 composés d'un grand nombre de couches.

La figure 5 montre le pouvoir réflecteur mesuré de 13 couches $\lambda/4$ CsI-MgF_2 évaporées vers 2 500 Å.

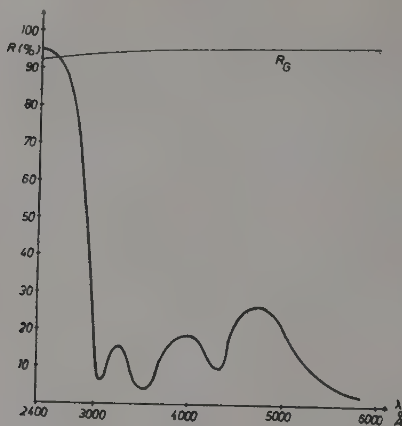


Fig. 5.

Ce système de couches a été également recouvert d'une couche $\lambda/2$ de MgF_2, d'une couche $\lambda/2$ de CsI et d'une couche λ de NaF. Dans la région du maximum le pouvoir réflecteur est de plus de 94 % : la limite du pouvoir réflecteur rentable est déjà dépassée.

La figure 6 représente le pouvoir réflecteur mesuré sur un miroir de 15 couches $\lambda/4$ CsI-MgF_2. La longueur d'onde pour laquelle la condition $\lambda/4$

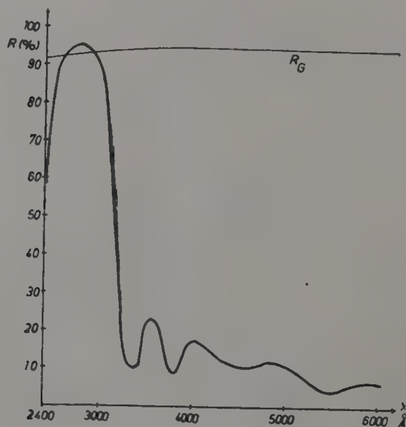


Fig. 6.

est remplie est de 2 750 Å. Nous n'avons évaporé qu'une couche protectrice et, par conséquent, le maximum supplémentaire manque dans le visible. Le pouvoir réflecteur maximum est de 95 %, la limite du pouvoir réflecteur rentable est dépassée dans une région de 250 Å.

Pour pouvoir juger les qualités de miroirs Fabry-Perot d'une manière appropriée à la pratique des recherches optiques, il est préférable d'employer, au lieu du pouvoir réflecteur R et de l'absorption A, la largeur d'appareil a et le facteur de perte f pour caractériser les miroirs. Ces grandeurs sont définies de la façon suivante.

Un Fabry-Perot idéal, constitué par deux miroirs parfaitement plans et parallèles produit pour une raie monochromatique une répartition d'Airy. La largeur à mi-hauteur de cette répartition, appelée largeur d'appareil, est, rapportée à l'intervalle entre ordres,

$$a = (1 - R)/\pi\sqrt{R}.$$

Soit I_0 l'intensité monochromatique incidente, l'intensité dans le maximum de la répartition d'Airy est I_0/f, d'où

$$f = [(1 - R)/T]^2,$$

T étant la transmission d'un miroir. Puisque $R + T + A = 1$, on peut écrire

$$f = (1 + A/T)^2.$$

Les équations de la largeur d'appareil a et du facteur de perte f montrent combien les qualités du Fabry-Perot sont sensibles à la moindre variation du pouvoir réflecteur R ou de l'absorption A. C'est pourquoi il est préférable de représenter les données de miroirs Fabry-Perot dans un diagramme a, f plutôt que, par exemple, dans un diagramme R, T. En outre a et f sont les grandeurs immédiatement intéressantes dans la résolution d'un problème optique donné. Quand on mesure des qualités optiques de miroirs, il est donc souhaitable de préciser le plus possible a et f. C'est pourquoi nous avons utilisé pour mesurer a et f le procédé donné par Giacomo [2] qui permet la mesure exacte des valeurs $1 - R$, dont dépendent a et f.

Dans la figure 7 les valeurs de a et de f qu'on peut atteindre avec des couches multiples de $PbCl_2$-MgF_2 et de ZnS-cryolithe sont comparées à celles de miroirs métalliques. Nous avons porté en abscisse la largeur d'appareil a en % de l'interfrange, en ordonnée le facteur de perte f suivant une échelle logarithmique. Comme nous désirons obtenir de petites largeurs d'appareil et de petits facteurs de perte, nous pouvons désigner comme les meilleurs les miroirs qui se trouvent dans la partie inférieure gauche du diagramme. Tous les résultats des mesures effectuées sur différents systèmes de couches diélectriques tombent dans les régions hachurées du diagramme. Chaque région comprend 10 à 20 points de mesure. Nous avons renoncé à donner toutes les mesures en détail pour des raisons de clarté. Pour chaque miroir, les mesures ont été effectuées à la longueur d'onde λ pour laquelle, est

remplie la condition $\lambda/4$. A l'intérieur d'une région, les points de mesure ne dépendent pas d'une façon systématique de la longueur d'onde λ. La région hachurée horizontalement comprend les

FIG. 7.

mesures de systèmes de 9 couches $\lambda/4$, celle hachurée verticalement les mesures de systèmes de 7 couches $\lambda/4$ $PbCl_2$-MgF_2. Les mesures ont été effectuées dans la région de 3 000 à 4 000 Å. Tous les systèmes de couches $PbCl_2$-MgF_2 possèdent des couches protectrices et, partiellement, des couches $\lambda/2$ en vue du réglage de l'étalon. Pour 9 couches $\lambda/4$, f est plus petit que 5,5 et a a une valeur d'environ 1 % ; pour 7 couches $\lambda/4$, f est plus petit que 4 et a à une valeur d'environ 2,3 %. Une comparaison avec la courbe sur laquelle, d'après Burridge, Kuhn et Pery [7], les valeurs de a et de f de couches d'aluminium se trouvent vers 3 200 Å, montre qu'il est impossible d'atteindre des largeurs d'appareil de 1,5 à 2 % avec des couches d'aluminium sans que le facteur de perte ne devienne extrêmement grand. Pour un même facteur de perte, par exemple $f = 5$, le pouvoir de résolution est amélioré d'un facteur 6 par des couches diélectriques. Par rapport aux couches d'aluminium, on obtient donc avec des couches diélectriques $PbCl_2$-MgF_2 des avantages considérables.

Nous avons en outre reporté sur le diagramme les résultats de nos mesures des systèmes de couches multiples ZnS-cryolithe que nous ne mentionnerons ici que brièvement. La région hachurée obliquement, à gauche, comprend les résultats pour 9 couches, celle hachurée obliquement à droite, les résultats pour 7 couches $\lambda/4$ ZnS-cryolithe, mesurées entre 4 000 et 6 500 Å. A titre de comparaison, nous avons adjoint des courbes d'après Kuhn et Wilson [8] sur lesquelles se trouvent les valeurs de a et de f de couches d'argent vieillies de 22 jours. Dans ce cas également on peut immédiatement voir quels avantages on peut obtenir en utilisant des couches diélectriques au lieu de couches d'argent, en particulier dans le bleu et le violet.

Le diagramme a, f de la figure 8 donne les résultats des miroirs CsI-MgF_2 produits jusqu'à présent. Le triangle indique un miroir de 11 couches $\lambda/4$,

FIG. 8.

les cercles indiquent les miroirs de 13 et les carrés ceux de 15. Tous les miroirs possèdent deux couches supplémentaires $\lambda/2$ MgF_2-CsI afin de rendre possible un réglage de l'étalon dans le visible, et une couche protectrice λ de NaF. Aux points de mesure la longueur d'onde est indiquée en Å. A titre de comparaison nous avons adjoint la courbe sur laquelle, d'après Burridge, Kuhn et Pery [7] les valeurs de a et de f de couches d'aluminium se trouvent vers 2 600 Å. Jusqu'à présent il n'y a que quelques points de mesure pour les miroirs CsI-MgF_2. Mais on voit déjà que pour un même facteur de perte, la largeur d'appareil peut être diminuée de moitié avec des couches CsI-MgF_2 par rapport aux couches d'aluminium. L'important est qu'on peut également produire de petites largeurs d'appareil de 2 %. Le facteur de perte ne se monte pour de tels miroirs, que de 9 à 15, tandis que pour les couches d'aluminium il dépasse largement 100.

Au cours de plusieurs recherches sur des structures hyperfines, nous avons déjà utilisé les miroirs

composés de couches multiples diélectriques pour l'ultra-violet, nous avons examiné leurs qualités et les avons comparées avec celles de couches d'aluminium. Ces recherches ont donné des résultats pleinement concordants avec les données indiquées.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Dufour (C.), *Thèse*, Paris, 1950.
[2] Giacomo (P.), *C. R. Acad. Sc.*, Paris, 1952, **235**, 1627.
[3] Penselin (S.) et Steudel (A.), *Z. Physik*, 1955, **142**, 21.
[4] Steudel (A.) et Stotz (S.), Non publié.
[5] Giacomo (P.) et Jacquinot (P.), *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 59 A.
[6] Chabbal (R.), *J. Rech. C. N. R. S.*, 1953, **24**, 138.
[7] Burridge (J. C.), Kuhn (H.) et Pery (A.), *Proc. Phys. Soc.*, London, 1953, B **66**, 963.
[8] Kuhn (H.) et Wilson (B. A.), *Proc. Phys. Soc.*, London, 1950, B **63**, 745.

DISCUSSION

R. Lennuier. — Les couches de CsI protégées par NaF peuvent-elles se conserver sans précaution à l'air ambiant ?

A. Steudel. — Non, pas pendant plusieurs jours, mais suffisamment pour les réglages, à condition de les conserver le reste du temps en atmosphère desséchée.

RÉALISATION DE MIROIRS INTERFÉRENTIELS POUR LE DOMAINE ULTRAVIOLET ($\lambda > 2\,500$ Å)

Par R. LENNUIER,

Laboratoire des Recherches Physiques de la Sorbonne.

Résumé. — Description de miroirs à couches alternées, haut indice-bas indice, pour la région 2 500 Å. L'iodure de Rubidium ($n \simeq 2,0$) et la cryolithe ($n \simeq 1,37$) sont encore très transparents dans cette région. Les couches multiples, obtenues par évaporation sous vide de ces deux substances, présentent une absorption inférieure à 10 % jusqu'à 2 400 Å, avec un pouvoir réflecteur atteignant 85 % pour 10 couches. Les couches de RbI sont sensibles à l'humidité ambiante. On obtient une protection efficace, pendant plusieurs mois, en recouvrant l'ensemble d'une couche $k\,\lambda/2$ de paraffine.

Abstract. — Dielectric mirror coatings, made of alternate high index-low index layers, for the 2 500 Å region, are described. Rubidium iodide ($n \simeq 2,0$) and cryolite ($n \simeq 1,37$) are still very transparent in this region. Multilayer coatings, prepared by vacuum evaporation, of these two substances, exhibit an absorption less than 10 % until 2 400 Å, with reflecting power reaching 85 % for 10 layers. RbI layers deteriorate in humid air; coatings may be protected for several months by a $k\,\lambda/2$ layer of paraffin.

Le procédé d'exploration des spectres avec le Fabry-Perot par variation de la pression de l'air entre les lames (P. Jacquinot et collaborateurs) a été appliqué au Laboratoire des Recherches Physiques de la Sorbonne en 1952 et 1953 par J. L. Cojan et R. Lennuier, à l'analyse hyperfine de la radiation de résonance $\lambda = 2\,537$ Å du mercure observée soit en émission, soit en absorption, soit après réflexion sélective sur la vapeur de mercure elle-même [1]. Les couches réfléchissantes utilisées étaient obtenues par évaporation d'aluminium sur quartz et présentaient sur la raie 2 537 Å un facteur de réflexion voisin de 0,80 et un facteur de transmission de quelques centièmes (les meilleures couches réalisées présentaient $R = 0,87$ et $T = 0,02$ sur $\lambda = 2\,537$ Å). La valeur élevée de l'absorption dans le dépôt d'aluminium nous a incités à tenter de réaliser des miroirs interférentiels utilisables sur $\lambda = 2\,537$ Å.

L'obtention des couches diélectriques d'épaisseur optique $\lambda/4$ ou $\lambda/2$ et *d'indice faible* ne soulève aucune difficulté ; la cryolithe est encore très transparente sur 2 500 Å et y présente un indice voisin de 1,37. Mais il est nécessaire de trouver une substance *d'indice élevé* qui soit encore transparente dans ce domaine spectral. Une solution satisfaisante est fournie par *l'iodure de rubidium.* Cette substance présente un indice de réfraction voisin de 2,0 pour la raie 2 537 Å [2] et sa première bande d'absorption se situe vers 2 230 Å.

Nous avons effectivement réalisé des dépôts sous vide (2.10^{-5} mm de Hg) d'iodure de rubidium, par évaporation vers 350-400 °C, et, avec la collaboration de M[lles] G. Rimbert et M. Guilleman, nous avons fabriqué des miroirs par dépôts de cryolithe et d'iodure de rubidium contrôlés avec la radiation $\lambda = 2\,537$ Å (dépôts sur glaces de quartz ou de silice [3]). La mesure des facteurs de réflexion R et de transmission T de ces miroirs pour diverses radiations a permis de calculer l'absorption propre $A = 1 - T - R$ de l'ensemble des couches entre 2 300 et 4 360 Å. Les mesures ont porté sur plusieurs miroirs comportant de 2 à 10 couches d'épaisseur optique $\lambda/4$ sur 2 537 Å. L'absorption propre A n'augmente guère lorsqu'on passe de 2 à 10 couches, et *elle reste inférieure à* 0,10 *dans tout le domaine spectral* $\lambda > 2\,400$ Å *exploré.* (Sur $\lambda = 2\,537$ Å elle est de l'ordre de 0,06.) Les facteurs de réflexion obtenus (0,85 avec un miroir quartz BH ... BH de 10 couches ; 0,69 avec un miroir quartz HB ... HBH de 7 couches) sont plus faibles que ceux que l'on attendrait d'un indice $n_H = 2,0$: l'iodure déposé en films a certainement un indice effectif plus faible (la valeur $n_H = 1,85$ rend mieux compte des résultats obtenus).

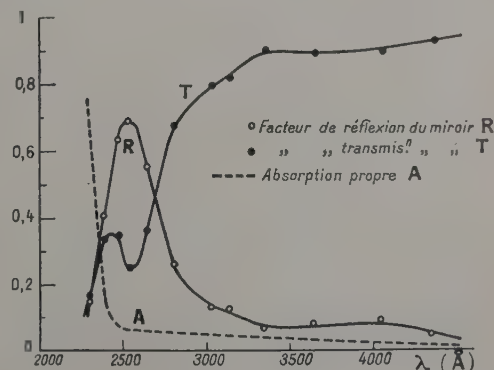


FIG. 1.

La figure 1 donne les courbes *mesurées* de R et T en fonction de la longueur d'onde pour un miroir comportant 7 couches HBHB ... d'épaisseur $\lambda/4$ sur $\lambda = 2\,537$ Å.

La protection des couches déposées sous vide a posé un problème : l'humidité atmosphérique altère immédiatement les couches d'iodure de rubidium. On obtient une protection partielle en recouvrant l'ensemble d'une couche d'épaisseur $\lambda/2$ de cryolithe. Mais la conservation reste de faible durée à l'atmosphère libre.

Nous avons obtenu une protection efficace en évaporant par-dessus la couche protectrice de cryolithe une nouvelle couche d'épaisseur $k\,\lambda/2$ de *paraffine*. Une paraffine commerciale (Rhône-Poulenc, point de fusion 65 °C) évaporée sous vide vers 70 °C, n'altère en rien la transparence du miroir et permet à celui-ci de se conserver intact à l'air libre pendant plusieurs mois.

Les résultats que nous venons d'exposer ne sont pas encore suffisamment bons pour permettre de remplacer dans l'étalon Fabry-Perot les miroirs aluminiés par des miroirs interférentiels dans la région de $\lambda = 2\,537$ Å ; ils permettent seulement d'obtenir, par réflexion, un filtrage acceptable de cette raie dans le spectre d'une lampe à vapeur de mercure.

Nous espérons, avec un montage permettant un contrôle plus précis des épaisseurs des couches évaporées, parvenir à fabriquer des miroirs présentant des caractéristiques améliorées.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Lennuier (R.) et Cojan (J. L.), *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **235**, 1634 et 1953, **236**, 1146. Cojan (J. L.), Thèse de Doctorat, Paris, 1953 et *Ann. Phys.*, 1954, **9**, 385.
[2] Radhakrishnan (T.), *Proc. Indian Acad. Sc.*, 1948, XXVII, 169.
[3] *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **241**, 1560.

DISCUSSION

P. Fellgett. — Le support est-il chauffé pendant l'évaporation, pour utiliser la variation correspondante d'indice ?

R. Lennuier. — Non.

F. A. Jenkins. — Quelle épaisseur de paraffine faut-il pour une protection efficace, si l'on ne tient pas compte des attaques par les bords ?

R. Lennuier. — $\lambda/2$ est suffisant. La couche que nous avons conservée un an était protégée par une couche $\lambda/2$.

H. J. Braddick. — Comment contrôle-t-on l'épaisseur des couches ?

R. Lennuier. — Par réflexion sur le miroir de la lumière provenant d'une lampe à vapeur de mercure. Le faisceau passe à la sortie à travers un monochromateur isolant $\lambda = 2\,537$ et éliminant la majeure partie de la lumière parasite. On mesure le flux lumineux à l'aide d'un photomultiplicateur IP 28 et d'un galvanomètre.

COUCHES MULTIPLES RÉFLÉCHISSANTES

Par J. RING, R. BEER et V. HEWISON,
Department of Physics, University of Manchester, England.

Résumé. — Les finesses élevées qu'on peut théoriquement atteindre avec les couches multiples diélectriques ne sont pas utilisables avec les meilleurs plans optiques dont les défauts de planéité limitent la finesse à des valeurs très inférieures ; des effets analogues limitent les bandes passantes des filtres interférentiels. On propose deux méthodes pour surmonter ces difficultés :
1) utilisation de minces lames de mica comme couches médianes ;
2) utilisation de miroirs présentant une grande dispersion du déphasage à la réflexion. Cette dispersion élevée peut être obtenue soit avec les couches décrites par Baumeister, Stone et Jenkins, soit avec des multi-couches à faible différence entre le haut indice et le bas indice. Ces multi-couches peuvent également être utilisées comme filtres à réflexion à bande étroite.

Abstract. — The high finesse theoretically available with multi-layer reflecting stacks cannot be obtained when optical flats are used as the support, because the surface irregularities limit the finesse to a much lower value ; similar effect limits the band width of evaporated interference filters. Two methods are proposed to overcome this difficulty :
1) use of thin mica sheets as spacing layers ;
2) use of reflecting stoks exhibiting a higher dispersion of phase change. Such a high dispersion may be obtained either in the way described by Baumeister, Stone and Jenkins, or by the use of multi-layer stacks with a small difference in the index of refraction between high and low index layers. These stacks can also be used as narrow band reflecting filters.

Les couches multiples réfléchissantes permettent d'atteindre aisément des valeurs de la finesse supérieure à 200, mais la seule utilisation possible de telles finesses dans des Fabry-Perot est limitée au cas des filtres interférentiels à lame médiane solide, obtenue par évaporation ; dans le cas des interféromètres à lame d'air, les irrégularités superficielles des meilleures plans optiques limitent en effet la finesse utilisable à des valeurs très inférieures.

Il serait très précieux de pouvoir utiliser ces valeurs élevées du pouvoir réflecteur avec des ordres d'interférences plus élevés, mais on a trouvé que l'augmentation de l'épaisseur de la couche médiane de filtres interférentiels préparés par évaporation ne diminue pas la largeur de la bande passante au-dessous de 10-15 Å. Il y a deux manières de tourner cette difficulté. La première consiste à utiliser des lames médianes préfabriquées planes et parallèles à une très haute précision ; la seconde consiste à utiliser des couches réfléchissantes présentant une grande dispersion du déphasage à la réflexion, d'où une augmentation apparente de l'ordre d'interférence dans la couche médiane.

Pour la première technique, des morceaux sélectionnés de mica fournissent des surfaces de quelques centimètres carrés (jusqu'à 20) sur lesquelles l'épaisseur ne varie que de quelques mailles cristallines [1].

Des morceaux de 25 μ d'épaisseur, recouverts sur les deux faces de couches multidiélectriques, ont fourni des bandes passantes de 1 Å de large, séparées de 30 Å entre elles. La biréfringence conduit normalement à un dédoublement des bandes passantes, qui peut être éliminé par polarisation, mais, si l'épaisseur du mica est choisie avec soin, les deux séries de bandes passantes peuvent être superposées sur un ou plusieurs ordres. Les bandes passantes du filtre seraient normalement fixées arbitrairement par le clivage, et l'inclinaison du filtre réduirait sa luminosité. Un spectrographe à réseau, permettant d'observer les franges d'Edser-Butler pendant l'évaporation, permet d'amener la bande passante à une longueur d'onde pré-déterminée par ajustement des épaisseurs des couches évaporées.

Pour la seconde technique, on a besoin de multi-couches comme celles à large bande de réflexion décrites par Baumeister et Stone [2]. Un essai pour utiliser cet effet dans des filtres interférentiels a été fait, mais les résultats ne coïncidaient pas avec la théorie, probablement à cause de la difficulté de réaliser ces multi-couches complexes avec une bonne précision [3]. Les multi-couches réfléchissantes à bande étroite décrites plus loin fournissent une autre solution au problème de la dispersion de phase élevée et sont plus faciles à contrôler pendant la préparation.

Un des inconvénients des miroirs multi-diélectriques est la baisse du pouvoir réflecteur de chaque côté de la longueur d'onde choisie. Il en résulte l'apparition de « bandes latérales » qui peuvent, dans les interféromètres d'ordre faible, faire prendre une partie des avantages des finesses que l'on peut atteindre. Si, toutefois, cette décroissance peut être exagérée, la multi-couche réfléchissante elle-même

peut être utilisée comme filtre, les bandes parasites étant alors éloignées de la bande de réflexion. Les propriétés calculées des multi-couches comprenant un grand nombre de couches alternées de substances d'indices peu différents montrent qu'elles satisfont aux conditions requises. Les amplitudes réfléchies à chaque interface donnent des interférences constructives dans la bande de réflexion, mais le pouvoir réflecteur diminue rapidement à une fréquence d'autant plus proche de la fréquence centrale que le nombre des rayons interférents augmente. Il est évident que le nombre de couches (N) qui sont efficaces dépend de l'amplitude réfléchie à chaque interface (ρ). On a trouvé qu'à partir d'environ $2{,}5/\rho$ couches on n'obtient plus d'amélioration sensible en augmentant le nombre de couches. La figure 1 représente les

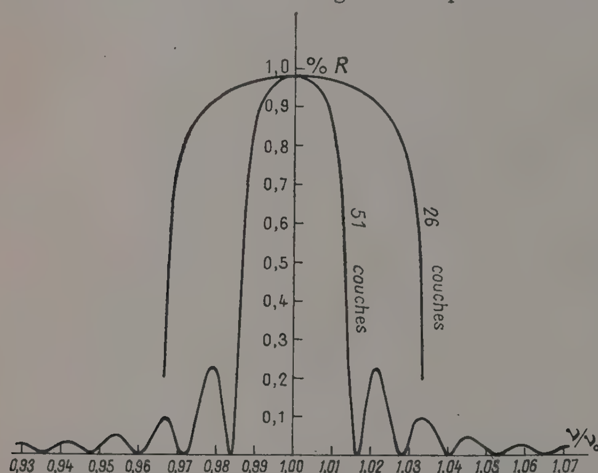


Fig. 1. — Bandes de réflexion pour 26 couches ($\rho = 0{,}1$) et 51 couches ($\rho = 0{,}05$).

bandes de réflexion théoriques pour des systèmes de 25 et 51 couches, pour des valeurs respectives de ρ de 0,10 et 0,05.

La largeur de la bande de réflexion ($\delta\nu$) centrée sur ν_0 est donnée approximativement par

$$\delta\nu/\nu_0 = 2\rho/n$$

où $n = 1, 3, 5, \ldots$ est l'épaisseur optique de chaque couche mesurée en quarts de longueur d'onde. Si les couches sont du premier ordre, la bande de réflexion la plus proche du maximum principal se trouve à $3\,\nu_0$ (on a alors $n = 3$). Des multi-couches du troisième ordre d'iodure de potassium et de cryolithe ont fourni un pouvoir réflecteur de 80 % sur une bande large de 200 Å à $\lambda \simeq 5\,000$ Å sans autre maximum important dans le visible. Comme on pouvait s'y attendre, ces filtres par réflexion présentent une grande dispersion du déphasage à la réflexion (*fig.* 2).

Les multi-couches ont actuellement de nombreux utilisateurs dans l'infra-rouge [4], mais les substances utilisées sont essentiellement les mêmes que dans le visible (par exemple ZnS).

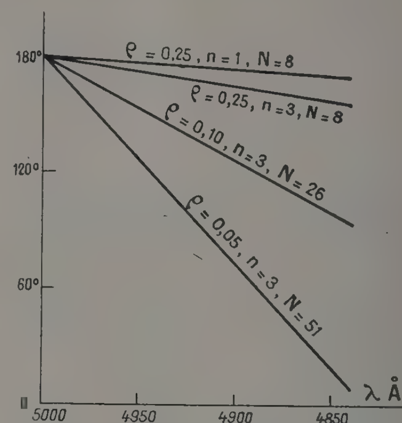


Fig. 2. — Dispersion du déphasage à la réflexion pour diverses multi-couches.

Il y a divers avantages à utiliser des semi-conducteurs (Ge par exemple) au delà de leur limite d'absorption [5]. Les indices de réfraction élevés (> 4) de ces substances permettent d'obtenir des pouvoirs réflecteurs élevés avec un petit nombre de couches et accroîtront l'étendue utilisable des interféromètre d'ordre faible à couche médiane de haut indice. Un filtre constitué de deux miroirs à trois couches Ge-LiF-Ge avec une couche médiane de LiF donnait, à 2,5 μ, une demi-largeur de 0,07 μ avec une transmission maximum de 74 %. Il est évident que les couches mentionnées plus haut peuvent aussi être utilisées dans l'infra-rouge avec grand profit. Par exemple, les défauts résiduels des couches médianes de mica seront insignifiants, permettant des résolutions très élevées. De même, les miroirs à bande de réflexion étroite pourraient remplacer les miroirs aluminés dans les spectrographes infra-rouge à réseaux et permettraient même d'éliminer certains ordres. Des expériences sont en cours sur tous ces types de couches multiples pour l'infra-rouge.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Tolansky (S.), « Multiple beam interferometry ».
[2] Baumeister et Stone, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1956, **46**, 228.
[3] Baumeister et Jenkins, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1957, **47**, 57.
[4] Rank et al., *J. Opt. Soc. Amer.*, 1953, **43**, 952.
[5] Heavens (O. S.), Ring (J.) et Smith (S. D.), *Spectrochemica Acta*, 1957, **10**, 179.

DISCUSSION

P. H. Lissberger. — J'aimerais faire quelques remarques sur les mérites relatifs des méthodes proposées par J. Ring pour augmenter la dispersion du déphasage $\partial\psi/\partial\lambda$.

Il faut évidemment augmenter $\partial\psi/\partial\lambda$ en augmentant le moins possible le nombre de couches. Si l'on utilise les miroirs à 6 couches du type classique (couches $\lambda/4$ de ZnS et de cryolithe) on peut multiplier $\partial\psi/\partial\lambda$ par 5 en prenant des couches $5\lambda/4$ au lieu de $\lambda/4$. Ceci conduit à utiliser en fait $30\lambda/4$. On peut également utiliser des couches $\lambda/4$ de deux substances d'indice peu différent (puisque $\partial\psi/\partial\lambda$ est proportionnel à $n_1/(n_2 - n_1)$ approximativement). Pour $n_1 = 1{,}9$ et $n_2 = 2{,}3$ (au lieu de 1,3 et 2,3) on gagne un facteur 5 ; on est cependant obligé d'utiliser 20 couches $\lambda/4$ pour obtenir un pouvoir réflecteur de 95 %. Il existe une meilleure manière d'utiliser les couches de ZnS et de cryolithe. Comme la contribution de chaque couche à $\partial\psi/\partial\lambda$ croît dans les rapports 1, 2, 4, 8, 16 etc... avec le rang de la couche, on peut accroître $\partial\psi/\partial\lambda$ d'un facteur 5 simplement en prenant pour la dernière couche une épaisseur $9\lambda/4$ ce qui nécessite seulement $14\ \lambda/4$ en tout.

J. Ring. — Je voudrais seulement faire remarquer que je me méfie de ces solutions qui augmentent $\partial\psi/\partial\lambda$ pour rendre plus étroite la bande passante des filtres. En effet si ce sont les irrégularités d'épaisseur de la couche médiane qui limitent la finesse, on ne supprime ce défaut que pour introduire la limitation imposée par les irrégularités d'épaisseur des couches formant les miroirs. C'est pourquoi les systèmes à bande étroite de réflexion, me semblent préférables surtout pour le proche infra-rouge où on utilise couramment des optiques réfléchissantes.

C. D. Reid. — Nous avons préparé des filtres infra-rouges à lame centrale de mica, avec des réflecteurs à 3 couches germanium-cryolithe. Les performances sont sensiblement celles indiquées par J. Ring : bande passante d'environ 10 cm^{-1} comprenant les deux polarisations. D'autre part ces filtres utilisant des semi-conducteurs comme milieu de haut indice ont généralement une bande de réflexion beaucoup plus large ; la suppression des bandes parasites latérales est alors plus facile. Ce genre de couches peut également être utilisé comme filtres soustractifs en transmission.

E. B. Armstrong. — Les filtres de mica sont-ils suffisamment rigides pour n'avoir pas besoin d'être montés sur un support transparent ? Est-ce que leur flexion abimerait les couches ?

J. Ring. — La flexion n'entraîne pas de décollement. Mais lorsque la bande passante est si petite, le champ angulaire est de l'ordre de 1 ou 2° seulement ; il est alors nécessaire que le filtre reste plan ; on pourrait pour cela le coller sur un support de verre ce qui, d'ailleurs, serait beaucoup plus commode.

H. Kuhn. — La question du petit champ angulaire est importante, puisqu'elle interdit l'usage des filtres d'ordre élevé à un foyer. C'est pourquoi j'aimerais connaître la surface des lames de mica qu'on peut obtenir.

Nous utilisons souvent comme « filtre interférentiel » un véritable étalon dont les cales sont constituées, par exemple, par une boucle de fil ; un avantage de ce système est la possibilité de régler la position de la bande passante par pression.

J. Ring. — C'est ici que la notion d'étendue s'impose : les lames de mica, clivées par un spécialiste, peuvent atteindre 5 cm, et même 7 cm de diamètre, ce qui fournit en général une étendue surabondante. Pour la question du réglage, on peut, comme je l'ai dit, régler la position de la bande passante pendant la préparation. Cette position est fixée une fois pour toutes, ce qui peut être un avantage pour le travail hors du laboratoire quand on ne désire pas être obligé de régler le filtre.

K. M. Baird. — A Ottawa, Dobrowokki a utilisé des filtres en mica ; il a actuellement abandonné la méthode du collage, donnant des difficultés pour obtenir une bonne planéité, au profit de montures mécaniques, qui sont très satisfaisantes.

J. Ring. — Je suppose qu'on pourrait utiliser, comme nous le faisons pour les filtres déposés sur verre, une goutte d'huile de paraffine entre le filtre et le verre protecteur, le bord seul étant alors collé.

INTERFÉROMÈTRE DONT LES MIROIRS SONT DES FILTRES INTERFÉRENTIELS TRANSPARENTS POUR UNE MÊME RADIATION σ_0

Par R. DUPEYRAT,
Laboratoire des Recherches Physiques de la Sorbonne.

Résumé. — Cet interféromètre est caractérisé par une finesse et un contraste rapidement variables dans la région spectrale de la bande de transparence ; à l'intérieur de cette bande le contraste et la finesse sont petits, à l'extérieur ils sont plus grands. Lorsque l'appareil analyse une raie accompagnée d'une raie parasite importante située dans la bande de transparence, cette raie parasite affaiblit le contraste de l'enregistrement sans altérer la finesse d'analyse de la raie principale. Dans ces conditions on peut ouvrir davantage les fentes du monochromateur et obtenir ainsi plus de lumière.

Abstract. — This interferometer is characterised by a coefficient of "sharpness" and contrast varying rapidly into the pass-band of the filters ; contrast and "sharpness" are low inside this pass-band, and higher outside. When the apparatus is used to scan a line near an intense parasitical line, the parasitical one decreases the contrast but not the "sharpness" of the principal one to be analysed. This allows the slits of the monochromator, to be opened more widely thus giving more light.

Il est très important dans l'analyse des structures de raies Raman de se débarrasser le plus possible de la raie excitatrice σ_0 ; on peut aboutir à ce résultat en utilisant des monochromateurs de bonne qualité, par exemple des monochromateurs à fentes ou des filtres interférentiels à grand contraste et à bande étroite centrés sur la raie analysée. La multiplication des monochromateurs est un procédé sûr, mais généralement peu pratique, l'utilisation des filtres interférentiels centrés sur chaque raie est une solution onéreuse. Nous allons étudier l'interféromètre de Fabry-Perot à filtres interférentiels transparents pour σ_0, en montrant que, paradoxalement, il permet d'éliminer σ_0 du spectre.

Les propriétés d'un F. P. sont déterminées par la distance optique ne et le coefficient de réflexion R des lames.

Nous rappellerons rapidement les définitions des grandeurs caractéristiques suivantes : intervalle spectral libre (I. S. L.), intervalle spectral résolu (I. S. R.), finesse (N), résolution (R), contraste (C).

I. S. L. intervalle spectral compris entre deux ordres

$$\Delta\sigma = 1/2ne \text{ en cm}^{-1}.$$

I. S. R. distance des deux raies les plus proches séparées par l'appareil, $\delta\sigma$.

Finesse, rapport de l'intervalle spectral libre à l'intervalle spectral résolu, ou encore rapport de l'intervalle entre ordres, 2π, sur la courbe (I, φ) à la « largeur » en coordonnées (I, φ) de l'image d'une raie monochromatique. Cette largeur peut être mesurée de deux façons, ce qui conduit à deux définitions. Nous préférons celle de Miyake Kazuo, [1], qui prend la largeur de l'image à hauteur moyenne $(I_M + I_m)/2$, à celle utilisée par Tolansky et Dufour, qui prend la largeur à $I_M/2$

$$N_R^* = \frac{2\pi}{4 \arc\sin \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1-R}{\sqrt{1+R^2}}}$$

au lieu de

$$N_R = \frac{2\pi}{4 \arc\sin \frac{1-R}{2\sqrt{R}}}$$

pour R voisin de 1, les deux formes sont équivalentes

$$N_R^* \to \frac{\pi}{1-R} \qquad N_R = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$$

pour $R \to 0$

$$N_R^* \to 2 \qquad N_R \text{ n'est plus défini}$$

La figure 1 montre les courbes correspondantes.

Résolution

$$\mathcal{R} = \frac{\sigma}{\delta\sigma} \qquad \text{avec } \delta\sigma = \frac{\Delta\sigma}{N}$$

$$\mathcal{R} = N\frac{\sigma}{\Delta\sigma}.$$

Contraste

$$C = \frac{I_M}{I_m} = \left(\frac{1+R}{1-R}\right)^2.$$

A la courbe de transmission d'un filtre interférentiel, correspond une courbe de réflexion sensiblement complémentaire, à l'absorption près.

Soit un filtre interférentiel à bande de transparence étroite, centrée sur la raie que l'on désire éliminer σ_0. On peut admettre que le coefficient de

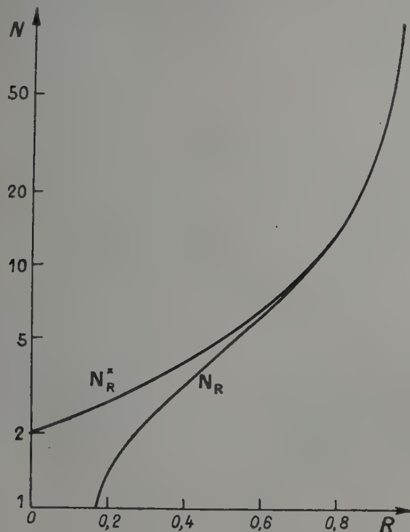


Fig. 1.

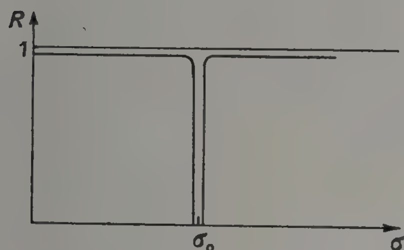


Fig. 2.

réflexion R est sensiblement constant et élevé en dehors de cette bande pour laquelle il est pratiquement nul (*fig.* 2).

L'association de deux filtres interférentiels de ce

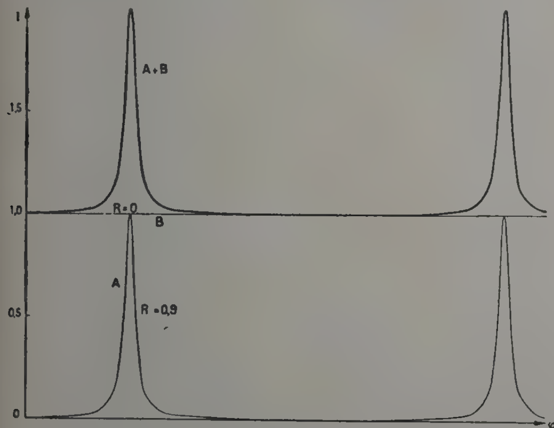


Fig. 3.

type comme miroirs d'interféromètres F. P. a les propriétés suivantes : en dehors de la bande de transparence, la finesse est N_R^* ; dans la bande de transparence la finesse est $N_R^* \# 2$; la résolution de l'appareil, fonction de σ, est pour $\sigma = \sigma_0$

$$\mathcal{R}_{\sigma_0} = 2\,\frac{\sigma_0}{\Delta\sigma} = 4ne\,\sigma_0$$

en dehors de la bande de transparence $\sigma < \sigma_0$ et $\sigma > \sigma_0$

$$\mathcal{R}_\sigma = 2N_R^*\,ne\,\sigma$$

$$\mathcal{R}_\sigma = \frac{N_R^*}{2}\,\mathcal{R}_{\sigma_0}\,;$$

le contraste $C_{\sigma_0} \# 1$ dans la zone de transparence

$$C_\sigma = \left(\frac{1+R}{1-R}\right)^2 \text{ à l'extérieur (contraste élevé).}$$

L'analyse d'un groupe de deux raies σ_0 et σ_1, telles que $|\sigma_0 - \sigma_1| \gg \Delta\sigma$, qui conduiraient à des superpositions d'autant plus gênantes que $I_{\sigma_0} \gg I_{\sigma_1}$, sera possible avec un tel appareil.

Pour le voir, nous allons d'abord construire les courbes (I, φ) (*fig.* 3 et *fig.* 4) pour différentes valeurs du coefficient de réflexion des filtres et la courbe résultant de leur addition, en supposant

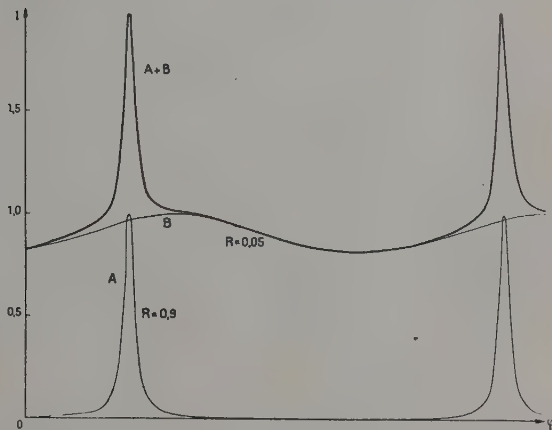


Fig. 4.

pour simplifier $I_{\sigma_0} = I_{\sigma_1}$ et les deux raies σ_0 et σ_1 très fines. On voit que la raie que l'on cherche à éliminer produit un fond important et large, mais que le profil de σ_1 est fin.

Nous donnons des anneaux obtenus avec des filtres transparents pour 4 358 Å. En utilisant un arc à mercure, un jeu de filtres en verre permet d'isoler 4 358 Å (anneaux larges) (*fig.* 5), soit 4 047 et 4 358 Å, 4 047 fine se détachant sur 4 358 Å large (*fig.* 6). Un enregistrement réalisé récemment confirme ces résultats (*fig.* 7).

Nous pensons utiliser ce dispositif en effet

Raman pour l'étude des structures de raies σ_1 voisines de σ_0 raie excitatrice. Pour cela, il est nécessaire de réaliser de bons filtres identiques. La difficulté réside dans le fait qu'ils doivent être déposés sur d'excellentes surfaces et qu'il n'est pas souhaitable d'avoir à recommencer le dépôt.

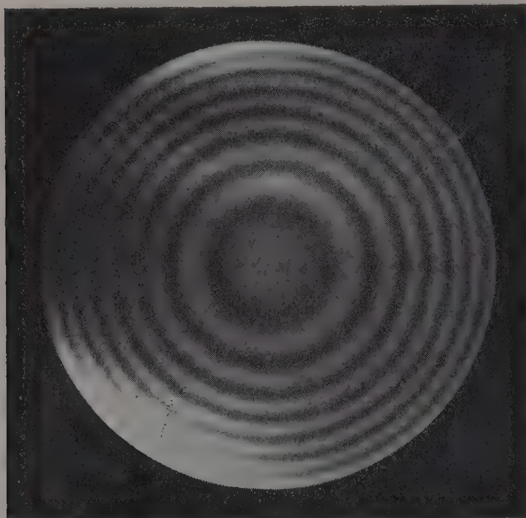


Fig. 5.

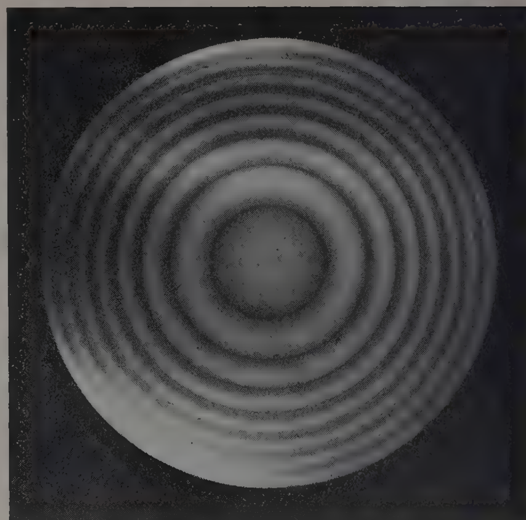


Fig. 6.



Ce procédé semble plus avantageux que celui qui utiliserait des filtres interférentiels différents, laissant passer les différentes raies analysées.

Nous avons examiné la question du rapport signal/bruit ; pour conclure, il faut se rappeler que les raies considérées sont larges par rapport à l'I. S. R.

ν

Fig. 7. — Enregistrement obtenu avec un F. P. dont les deux lames sont des filtres interférentiels transparents pour 4 358 Å. La source est une lampe à mercure dont un filtre violet isole 4 358 et 4 048 Å.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Miyake Kazuo, *Science of Light*, 1955, **4**, 113-119.

REMARQUE SUR L'INFLUENCE DE LA DISPERSION DANS LES SYSTÈMES DE COUCHES MINCES DIÉLECTRIQUES

Par F. ABELÈS,
Institut d'Optique, Paris.

Résumé. — On envisage successivement le cas d'une seule couche mince et celui des miroirs semi-transparents pour interféromètre de Fabry-Perot. On montre comment on peut déterminer l'épaisseur d'une couche mince non absorbante lorsque le facteur de réflexion de celui-ci est maximum et que l'on tient compte de la dispersion. On discute aussi le cas où la couche est utilisée en incidence oblique. Pour les systèmes de couches minces alternées non-absorbantes, on envisage l'influence de la dispersion sur le facteur de réflexion maximum, sur les déphasages par réflexion, sur la variation des déphasages avec la longueur d'onde et sur l'étendue de la zone de réflexion.

Abstract. — We consider successively the case of a single thin film and of semi-transparent mirrors for Fabry-Perot interferometers. We show how it is possible to determine the thickness of a thin nonabsorbing film when its reflectivity is a maximum and when its dispersion is taken into account. A discussion concerning the same film, but used in oblique incidence, follows. For the systems of thin alternating nonabsorbing layers, we consider the influence of dispersion on the maximum reflectivity, on the phase-changes, on the variation of the phase-changes with the wavelength and on the width of the reflection region.

Lorsqu'on utilise des systèmes de couches minces non-absorbantes, on utilise à la fois des substances de haut et de bas indice de réfraction. Si, pour ces dernières, la variation de l'indice de réfraction avec la longueur d'onde est très faible, il n'en est pas de même en ce qui concerne les premières. Le sulfure de zinc, par exemple, qui est la substance de haut indice la plus employée dans les systèmes de couches minces destinés à être utilisés dans le spectre visible, présente une très sérieuse variation de l'indice de réfraction avec la longueur d'onde. La dispersion du ZnS étant maintenant assez bien connue [1, 2, 3], nous avons pensé qu'on pourrait essayer d'en tenir compte pour évaluer les propriétés optiques des systèmes de couches minces contenant cette substance. Dans le cas des couches minces alternées, utilisées pour la fabrication des miroirs semi-transparents pour interféromètres de Fabry-Perot, les calculs se simplifient beaucoup lorsque toutes les couches ont la même épaisseur optique pour une longueur d'onde λ_0. (Cette épaisseur optique est, en général, $\lambda_0/4$.) Ces miroirs étant généralement utilisés dans un domaine spectral peu étendu autour de λ_0, nous indiquerons ci-dessous comment on peut évaluer rapidement l'influence de la dispersion sur leurs propriétés optiques.

D'autre part, dans certains laboratoires, on se sert, pour leur préparation, d'un appareil mis au point par MM. Giacomo et Jacquinot [4] et appelé maximètre, car il permet le repérage très précis des extrema de la courbe représentative des variations du facteur de transmission T en fonction de la longueur d'onde λ. Lorsqu'on fabrique des systèmes de couches minces alternées, on désire avoir, pour chaque couche, $\partial T/\partial d = 0$, d étant l'épaisseur de la couche en question. Si la dispersion des couches est négligeable, $\partial T/\partial \lambda$ s'annule en même temps que $\partial T/\partial d$. Il n'en est plus de même lorsqu'on doit tenir compte des variations des indices de réfraction avec la longueur d'onde. Ce problème sera examiné dans ce qui suit.

Nous examinerons, pour commencer, le cas d'une seule couche mince, qui est à la fois plus facile à étudier de façon approfondie et intéressant pour la pratique courante. Dans la deuxième partie de ce travail, nous examinerons les miroirs multidiélectriques pour interféromètre de Fabry-Perot.

1. Une couche mince.

— 1.1. INCIDENCE NORMALE. — On sait que le facteur de réflexion dans le cas d'une couche mince d'indice de réfraction n_1 et d'épaisseur d_1 comprise entre des milieux extrêmes d'indices de réfraction n_0 et n_s, peut se mettre sous la forme suivante :

$$R_1 = \frac{(n_s - n_0)^2 + \left(\frac{n_0 n_s}{n_1} - n_1\right)^2 \mathrm{tg}^2\, \beta_1}{(n_s + n_0)^2 + \left(\frac{n_0 n_s}{n_1} + n_1\right)^2 \mathrm{tg}^2\, \beta_1} = \frac{N}{D} \qquad (1)$$

où $\beta_1 = 2\pi\sigma\, n_1 d_1$ et $\sigma = 1/\lambda$ est le nombre d'ondes de la vibration monochromatique incidente utilisée. Nous désirons savoir pour quelle épaisseur optique de la couche, $R_1(\sigma)$ est extremum, compte tenu du fait que n_1 est une fonction de σ, et supposant que les variations de n_0 et n_s avec σ peuvent être négligées. On trouve que :

$$\frac{\partial R_1}{\partial \sigma} = \frac{8 n_0 n_s\, \mathrm{tg}\, \beta_1 (1 + \mathrm{tg}^2\, \beta_1)}{D^2}$$
$$\left\{ \left(n_1 - \frac{n_0^2 n_s^2}{n_1^3}\right) \mathrm{tg}\, \beta_1 \frac{\mathrm{d}n_1}{\mathrm{d}\sigma} + \left(\frac{n_0^2 n_s^2}{n_1^2} + n_1^2 - n_0^2 - n_s^2\right) \frac{\mathrm{d}\beta_1}{\mathrm{d}\sigma} \right\}. \qquad (2)$$

On remarquera que

$$\frac{d\beta_1}{d\sigma} = \beta_1 \left(\frac{1}{n_1}\frac{dn_1}{d\sigma} + \frac{1}{\sigma}\right). \qquad (3)$$

Dans le cas des couches de haut indice dans le visible, $dn_1/d\sigma > 0$. En effet, leur bande d'absorption la plus proche se situe dans l'ultraviolet et leur indice de réfraction doit augmenter à mesure qu'on s'en rapproche par valeurs de σ croissantes.

S'il n'y avait pas lieu de tenir compte de la dispersion, c'est-à-dire si $dn_1/d\sigma = 0$, la relation (2) montre que $\partial R_1/\partial\sigma = 0$ lorsque tg β_1 est soit nulle, soit infinie, autrement dit lorsque β_1 est multiple entier de $\pi/2$. C'est un résultat bien connu. R_1 est maximum lorsque β_1 est multiple impair de $\pi/2$ et il est minimum lorsque β_1 est multiple pair de $\pi/2$, c'est-à-dire R_1 est maximum pour les valeurs de λ telles que $n_1 d_1$ soit multiple impair de $\lambda/4$ et il est minimum pour les longueurs d'onde pour lesquelles $n_1 d_1$ est multiple pair de $\lambda/4$ (ou multiple entier de $\lambda/2$).

Si l'on s'affranchit maintenant de la restriction $dn_1/d\sigma = 0$, on constate, d'après (2), que $\partial R_1/d\sigma = 0$ lorsque tg $\beta_1 = 0$, c'est-à-dire lorsque $\beta_1 = K\pi$ avec K entier quelconque. D'où la première conclusion : les minima de $R_1(\sigma)$ ont lieu pour les longueurs d'onde λ_m pour lesquelles $n_1 d_1$ est multiple entier de $\lambda_m/2$, et ceci quelle que soit la dispersion de la couche. Ceci était prévisible sans aucun calcul. En effet, on sait, et on le retrouve sur (1), que le minimum de R_1 a lieu lorsque $\beta_1 = K\pi$ et sa valeur est

$$R_{1m} = \left(\frac{n_s - n_0}{n_s + n_0}\right)^2 \qquad (4)$$

indépendante de la valeur de n_1. La position et la valeur de R_{1m} ne peuvent donc pas dépendre des variations de n_1 avec σ.

Une autre solution de $\partial R_1/\partial\sigma$ s'obtient en écrivant que

$$\left(n_1 - \frac{n_0^2\, n_s^2}{n_1}\right) \text{tg}\, \beta_1 \frac{dn_1}{d\sigma} + \left(\frac{n_0^2\, n_s^2}{n_1^2} + n_1^2 - n_0^2 - n_s^2\right)\frac{d\beta_1}{d\sigma} = 0. \qquad (5)$$

La plus petite valeur correspondante pour β_1 sera voisine de $\pi/2$. D'autre part, compte tenu de ce que $dn_1/d\sigma > 0$, $d\beta_1/d\sigma > 0$, et que les deux termes entre parenthèses sont positifs, on en conclut que tg $\beta_1 < 0$ c'est-à-dire que $\beta_1 > \pi/2$. Ceci signifie que lorsque $R_1(\sigma)$ est maximum, l'épaisseur optique de la couche est supérieure à $\lambda/4$

Exemple numérique. — Envisageons une couche de ZnS et supposons que, pour $\lambda = 500$ mμ, $n_1 = 2{,}35$ et $dn_1/d\sigma = 0{,}24\ \mu^{-1}$, tandis que $n_0 = 1$ et $n_s = 1{,}52$. On trouve que, pour cette longueur d'onde, $\partial R_1/\partial\sigma = 0$ lorsque $\beta_1 = 100°37'$. Cela veut dire que l'épaisseur optique de la couche ZnS qui est telle que $R_1(\sigma)$ est maximum pour $\lambda = 500$ mμ est :

$$n_1 d_1 = \frac{100°37'}{360°}\lambda = 0{,}2795\ \lambda = 139{,}75 \text{ m}\mu.$$

Si nous avions négligé la dispersion du ZnS, nous aurions trouvé que $R_1(\sigma)$ est maximum lorsque $n_1 d_1 = 0{,}25\ \lambda = 125$ mμ. Nous aurions commis ainsi une erreur sur l'épaisseur optique de la couche, $\Delta(n_1 d_1) = 14{,}75$ mμ et une erreur relative $\Delta(n_1 d_1)/n_1 d_1$ supérieure à 10 %.

La relation (5), qui peut s'écrire aussi sous la forme

$$a \text{ tg } \beta_1 + b\, \beta_1 = 0 \qquad (6)$$

avec a et b constants pour une couche et une longueur d'onde données montre que lorsque β_1 augmente, tg β_1 doit augmenter aussi et, par conséquent, β_1 se rapproche de plus en plus d'un multiple impair de $\pi/2$. Dans le cas de l'exemple numérique ci-dessus, on trouve que le maximum suivant de $R_1(\sigma)$ a lieu pour $\beta_1 = 273°57'$, c'est-à-dire

$$n_1 d_1 = \frac{273°57'}{360°}\lambda = 0{,}761\ \lambda = 380{,}5 \text{ m}\mu.$$

Si nous avions négligé la dispersion de l'indice de réfraction du ZnS, nous aurions trouvé

$$n_1 d_1 = 0{,}75\ \lambda = 375 \text{ m}\mu.$$

Cette fois-ci, $\Delta(n_1 d_1) = 5{,}5$ mμ ; l'erreur commise en négligeant la dispersion est presque trois fois plus faible que précédemment. Quant à l'erreur relative, elle n'est plus que d'environ 1,5 %, c'est-à-dire sept fois plus faible que dans le premier cas.

Ce résultat est tout à fait général et pourrait s'énoncer ainsi. L'erreur commise sur l'épaisseur optique d'une couche mince non-absorbante lorsqu'on néglige sa dispersion est d'autant plus faible que son épaisseur optique est plus grande, étant entendu qu'elle est mesurée avec λ comme unité de longueur et qu'elle est déduite du maximum de $R_1(\sigma)$. Ceci était à prévoir aussi sans calcul. En effet, si l'on néglige $dn_1/d\sigma$, R_1 est une fonction de σ par l'intermédiaire de β_1 uniquement. A mesure que $n_1 d_1$ augmente, les variations de β_1 et aussi de tg β_1 avec σ sont plus rapides et l'influence de $dn_1/d\sigma$ devient négligeable.

Retour à l'exemple numérique. — Comparons les caractéristiques de la couche de ZnS telle que $\beta_1 = 100°37'$ avec celles correspondant à une couche de même substance, mais d'épaisseur optique telle que $\beta_1 = 90°$. On trouve que

$$R_1(\beta_1 = 100°37') = 0{,}316\ ; \qquad R_1(\beta_1 = 90°) = 0{,}323.$$

Ceci était à prévoir, qualitativement du moins. On sait que $R_1(\beta_1)$ est maximum pour $\beta_1 = 90°$;

donc on devait bien avoir

$$R_1(\beta_1 = 100°37') < R_1(\beta_1 = 90°).$$

La différence des facteurs de réflexion est à la limite de la précision des spectrophotomètres du commerce.

Examinons maintenant les déphasages par réflexion dans les deux cas que nous envisageons. Soient δ_r et $\delta_{r'}$ les déphasages que subit une onde plane par réflexion « côté air » et « côté verre » respectivement. Lorsque $\beta_1 = 90°$, $\delta_r = \delta_{r'} = 180°$. Expérimentalement, on mesure le déphasage entre deux portions de la même onde, qui sont réfléchies par la couche et par le support nu. Soient ε_r et $\varepsilon_{r'}$ les déphasages mesurés. On a

$$\varepsilon_r = \delta_r + (2\beta_1 n_0/\pi) + \pi, \qquad \varepsilon_{r'} = \delta_{r'}.$$

Lorsque $\beta_1 = 100°37'$,

$$\delta_r = 180° - 5°41',$$

$$\varepsilon_r = 180° - 5°41' + \frac{100°37' \times 2}{2,35} + 180° = 80°52' + 360°,$$

$$\delta_{r'} = \varepsilon_{r'} = 180° - 12°14',$$

tandis que, pour $\beta_1 = 90°$

$$\varepsilon_{r'} = 180°, \ \varepsilon_r = 180° + \frac{2 \times 90°}{2,35} + 180° = 76°36' + 360°.$$

On remarquera que la différence

$$\varepsilon_{r'}(\beta_1 = 90°) - \varepsilon_{r'}(\beta_1 = 100°37') = 12°14'$$

c'est-à-dire 0,034 × interfrange, donc tout à fait mesurable, même sans prendre des précautions particulières.

1.2. Incidence oblique. — Les résultats obtenus dans le cas de l'incidence normale peuvent être immédiatement transposés au cas de l'incidence oblique, à condition de remplacer les n_i par les indices efficaces correspondants.

a) *Vibration perpendiculaire au plan d'incidence.* — Il faut remplacer les n_i par des $Y_i = n_i \cos \varphi_i$, φ_i étant les angles d'incidence ou de réfraction dans les divers milieux.

On constate encore que $\partial R_{1\perp}/\partial\sigma = 0$ lorsque $\beta_1 = K\pi$ avec K entier.

Une autre solution de l'équation $\partial R_{1\perp}/\partial\sigma = 0$ s'obtient en écrivant l'équation correspondant à (5) :

$$\left(Y_1 - \frac{Y_0^2\, Y_s^2}{Y_1^3}\right) \mathrm{tg}\, \beta_1 \frac{\mathrm{d}Y_1}{\mathrm{d}\sigma} + \left(\frac{Y_0^2\, Y_s^2}{Y_1^2} + Y_1^2 - Y_0^2 - Y_s^2\right) \frac{\mathrm{d}\beta_1}{\mathrm{d}\sigma} = 0. \qquad (5_\perp)$$

Il convient de remarquer qu'ici

$$\frac{\mathrm{d}Y_1}{\mathrm{d}\sigma} = \frac{1}{\cos \varphi_1} \frac{\mathrm{d}n_1}{\mathrm{d}\sigma}.$$

Compte tenu de ceci, on trouve encore que $\partial R_{1\perp}/\partial\sigma = 0$ lorsque $\beta_1 > 90°$. Dans le cas de l'exemple numérique déjà traité, on trouve, par exemple, que, lorsque $\varphi_0 = 60°$, $\partial R_{1\perp}/\partial\sigma = 0$ lorsque $\beta_1 = 99°37'$.

b) *Vibration parallèle au plan d'incidence.* — Il faut remplacer les n_i par des $Z_i = n_i/\cos \varphi_i$, sauf dans β_1, qui devient $2\pi\sigma\, Y_1\, d_1$. La solution $\beta_1 = K\pi$ subsiste pour $\partial R_{1\parallel}/\partial\sigma = 0$. Pour trouver les valeurs de β_1 voisines d'un multiple impair de $\pi/2$, on doit résoudre une équation analogue à $(5_\perp)$ avec des Z_i à la place des Y_i. Il faudra aussi tenir compte du fait que

$$\frac{\mathrm{d}Z_1}{\mathrm{d}\sigma} = \frac{1 - \mathrm{tg}^2\, \varphi_1}{\cos \varphi_1} \times \frac{\mathrm{d}n_1}{\mathrm{d}\sigma}.$$

Naturellement, $\mathrm{d}Z_1/\mathrm{d}\sigma > 0$ pour toutes les incidences, car $\varphi_1 < 45°$.

Dans le cas de l'exemple numérique déjà envisagé, on trouve que, lorsque $\varphi_0 = 60°$, $\partial R_{1\parallel}/\partial\sigma = 0$ lorsque $\beta_1 = 106°$. On trouve alors que

$$R_{1\parallel}(\beta_1 = 106°) = 0,0662,$$

tandis que $R_{1\parallel}(\beta_1 = 90°) = 0,0712$, d'où $\Delta R_{1\parallel} = 0,005$, différence difficile à mettre en évidence sur un photomètre de modèle courant. On peut remarquer que, dans notre cas,

$$\varepsilon_{r'\parallel}(\beta_1 = 106°) = 180° - 13°08',$$

mais la mesure doit être difficile du fait que le facteur de réflexion du verre nu n'est que de 0,0015.

Il y a, pour la vibration parallèle au plan d'incidence, un angle d'incidence remarquable : c'est l'angle de Brewster φ_{0B} relatif au passage air-couche, déterminé par la relation $\mathrm{tg}\, \varphi_{0B} = n_1/n_0$. Pour cette incidence $Z_0 = Z_1$ et

$$R_{1\parallel} = (Z_0 - Z_s)^2/(Z_0 + Z_s)^2$$

quels que soient l'indice et l'épaisseur de la couche. Or, il est facile de voir à partir de (2) que, pour cette incidence,

$$\frac{\partial R_{1\parallel}(\varphi_{0B})}{\partial\sigma} = \frac{8Z_s(Z_0 - Z_s)\,(n_1^2 - n_0^2)\sqrt{n_1^2 + n_0^2}\,\sin^2 \beta_1}{n_1^2(Z_0 + Z_s)^3} \times \frac{\mathrm{d}n_1}{\mathrm{d}\sigma}.$$

Le fait remarquable est qu'au voisinage de $\beta_1 = \pi/2$ il n'y a pas d'extrémum de $R_{1\parallel}(\sigma)$. Au contraire, pour $\beta_1 = \pi/2$, $\partial R_{1\parallel}/\partial\sigma$ atteint son maximum en fonction de β_1. Si l'on suit la variation de β_1 correspondant à un extremum de $R_{1\parallel}(\sigma)$ à mesure que φ_0 augmente, on constate que β_1 augmente sans cesse pour atteindre finalement la valeur π lorsque $\varphi_0 = \varphi_{0B}$.

Lorsque $\varphi_0 = 90°$, $R_{1\perp} = R_{1\parallel} = 1$ quelles que soient les valeurs de n_1 et de β_1. Dans ce cas, évidemment, $\partial R_1/\partial\sigma = 0$ quel que soit β_1.

Un autre angle d'incidence remarquable est celui qui vérifie la relation $Z_1^2 = Z_0\, Z_s$. Nous avons

montré ailleurs que cet angle d'incidence φ_{0P} vérifie l'équation suivante :

$$a \sin^4 \varphi_{0P} + b \sin^2 \varphi_{0P} + c = 0$$

avec

$$a = n_0^2(n_1^8 - n_0^4 n_s^4), \qquad b = n_1^2[n_1^6(n_0^2 + n_s^2) - 2n_0^4 n_s^4],$$

$$c = n_1^4 n_s^2(n_1^4 - n_0^2 n_s^2).$$

C'est un angle assez grand, et tel que $\varphi_{0P} > \varphi_{0B}$. Dans ce cas

$$\frac{\partial R_{111}(\varphi_{0P})}{\partial \sigma} = \frac{-8Z_0 Z_s(Z_0 - Z_s)^2 \operatorname{tg} \beta_1(1 + \operatorname{tg}^2 \beta_1)}{[(Z_0 + Z_s)^2 + 4Z_0 Z_s \operatorname{tg}^2 \beta_1]^2} \times \frac{d\beta_1}{d\sigma}$$

et les extréma de $R_{111}(\sigma)$ ont lieu pour β_1 multiple entier de $\pi/2$. Dans ce cas, l'influence de la dispersion ne se manifeste pas lorsqu'on cherche les les extrêma de $R_{111}(\sigma)$. Il était à prévoir que $\partial R_{111}(\beta_1 = 90°)/\partial\sigma = 0$ pour cette incidence, car nous savons qu'alors $R_{111} = 0$, ce qui correspond bien au minimum absolu de R_{111}.

2. Plusieurs couches minces. — 2.1. — Dès qu'il y a plus d'une couche mince, on ne peut plus trouver une expression simple pour $\partial R/\partial\sigma$. Il convient alors d'effectuer des calculs numériques correspondant à chaque cas particulier intéressant. Ces calculs deviennent assez longs dès que le nombre des couches dépasse deux ou trois.

Nous nous sommes contentés d'étudier d'une manière assez détaillée le problème qui se pose lors du contrôle de la préparation des systèmes de couches minces alternées pour miroirs d'interféromètres Fabry-Perot à l'aide du maximètre mis au point par MM. Giacomo et Jacquinot. Cet appareil permet d'arrêter la préparation d'une couche lorsque $\partial T/\partial\sigma = 0$, T étant le facteur de transmission du système de couches. Nous avons vu que, dans le cas d'une seule couche de ZnS et pour $\lambda = 500$ mμ, $dT/d\sigma = 0$ lorsque $\beta_1 = 100°37'$.

Examinons maintenant ce qui se passe lorsqu'on dépose successivement des couches de ZnS et de cryolithe ($n_2 = 1{,}35$) et supposons que la dispersion de l'indice de réfraction de celle-ci est négligeable. Nous envisageons un système de sept couches minces alternées et nous supposerons que l'épaisseur optique de chacune a été réglée de façon à avoir $\partial T/\partial\sigma = 0$. On trouve alors la succession suivante :

verre	$\beta_7 = 100°37'$	$\beta_6 = 85°12'$	$\beta_5 = 95°$	$\beta_4 = 86°$	$\beta_3 = 95°$	$\beta_2 = 86°$	$\beta_1 = 95°$	air
$n_s = 1{,}52$	$n_1 = 2{,}35$	$n_2 = 1{,}35$	$n_1 = 2{,}35$	$n_2 = 1{,}35$	$n_1 = 2{,}35$	$n_2 = 1{,}35$	$n_1 = 2{,}35$	$n_0 = 1$

Il eut été désirable, pour avoir le facteur de réflexion le plus élevé possible, que $\beta_i = 90°$. Voici les facteurs de réflexion que l'on obtient après avoir déposé sur le verre une, deux, trois, etc... couches minces avec les valeurs de β_i que nous venons d'indiquer et, en regard, les valeurs des mêmes quantités lorsque tous les β_i valent 90°.

$R_1 = 0{,}316$	$R_1 = 0{,}323$
$R_2 = 0{,}1063$	$R_2 = 0{,}1101$
$R_3 = 0{,}6894$	$R_3 = 0{,}6946$
$R_4 = 0{,}5058$	$R_4 = 0{,}5125$
$R_5 = 0{,}8843$	$R_5 = 0{,}8870$
$R_6 = 0{,}7994$	$R_6 = 0{,}8035$
$R_7 = 0{,}9601$	$R_7 = 0{,}9612$

On constate que les valeurs de R contenues dans la 1re colonne sont un peu plus faibles que celles de la 2e colonne, ce qui est normal, car $R(\beta_i)$ est extrémum lorsque tous les β_i valent 90°. Ce qui est plus important, c'est de constater que, pour sept couches, la différence entre les deux valeurs de R n'atteint que 0,001. Ceci provient du fait, déjà connu, que si les $\beta_i = 90° + \Delta_i$, les Δ_i étant très petits, R ne varie pas au premier ordre près ; ses variations sont de l'ordre des Δ_i^2.

Examinons maintenant les déphasages par réflexion. Si tous les $\beta_i = 90°$, δ_r et $\delta_{r'}$ sont égaux à 0° ou à 180°. Dans les cas correspondant aux valeurs de R contenues dans la première colonne ci-dessus, on trouve :

Nombre de couches	1	2	3	4	5	6	7
δ_r	180° — 5°41′	2°07′	180° — 3°48′30″	3°52′	180° — 3°34′	4°19′	180° — 3°29′
$\delta_{r'}$	180° — 12°14′	— 0°57′	180° — 6°47′	1°46′	180° — 5°41′	2°35′	180° — 5°30′

On en tire les conclusions suivantes :

a) Lorsqu'il y a un nombre impair de couches, δ_r et $\delta_{r'}$ tendent vers 180° à mesure que le nombre des couches augmente.

b) Lorsqu'il y a un nombre pair de couches, δ_r et $\delta_{r'}$ augmentent avec le nombre des couches.

Lorsque toutes les couches ont la même épaisseur optique, telle que $\beta_i = 90°$, on sait que, si l'on

néglige la dispersion, $\mathrm{d}R/\mathrm{d}\sigma = 0$. Ceci n'est plus vrai si l'on tient compte de la dispersion. Soit $T = 1 - R$ le facteur de transmission, et soit $2p + 1$ le nombre total de couches. On trouve que

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\sigma}\left(\frac{4n_0\, n_s}{T}\right) = 2 \times \left[\left(\frac{n_0\, n_s}{n_1} + n_1\right) S_p + \left(\frac{n_0\, n_s}{n_2} + n_2\right) S_{p-1}\right] \times \left[\left(\frac{n_0\, n_s}{n_1} + n_1\right) \frac{\mathrm{d}S_p}{\mathrm{d}\sigma} + \left(\frac{n_0\, n_s}{n_2} + n_2\right) \frac{\mathrm{d}S_{p-1}}{\mathrm{d}\sigma} + \left(1 - \frac{n_0\, n_s}{n_1^2}\right) S_p \frac{\mathrm{d}n_1}{\mathrm{d}\sigma} + \left(1 - \frac{n_0\, n_s}{n_2^2}\right) S_{p-1} \frac{\mathrm{d}n_2}{\mathrm{d}\sigma}\right]. \quad (6)$$

Nous avons posé

$$S_p = (-1)^p \frac{N^{p+1} - N^{-(p+1)}}{N - N^{-1}}$$

et

$$\frac{\mathrm{d}S_{p-1}}{\mathrm{d}\sigma} = \frac{-(p-1)\, S_p + (p+1)\, S_{p-2}}{N - N^{-2}} \times \left(\frac{1}{n_1}\frac{\mathrm{d}n_1}{\mathrm{d}\sigma} - \frac{1}{n_2}\frac{\mathrm{d}n_2}{\mathrm{d}\sigma}\right),$$

avec $N = n_1/n_2$.

Dans le cas de l'exemple numérique que nous envisageons, on trouve d'après (6) que

$$\left(\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}\,\sigma}\right)_{\beta_i = 90°} = -\,0{,}031 = -\left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}\,\sigma}\right)_{\beta_i = 90°} \quad \text{(avec } \sigma \text{ en } \mu^{-1}\text{)}.$$

Ceci montre que le maximum de $R(\sigma)$ a lieu pour une longueur d'onde inférieure à celle pour laquelle toutes les couches ont la même épaisseur optique (dans notre cas, cette dernière est $\lambda = 500$ mμ). Toutefois, il faut remarquer que $\mathrm{d}R/\mathrm{d}\sigma$ a une valeur très faible ; la valeur du maximum de $R(\sigma)$ est peu différente de celle obtenue pour $\sigma = 2\ \mu^{-1}$.

2.2. — Examinons maintenant la pente de la courbe $\delta_r(\sigma)$. On trouve, toujours au voisinage de $\lambda = 500$ mμ, que dans le cas du système de sept couches envisagé

$$\frac{\mathrm{d}\delta_r}{\mathrm{d}\sigma} = -\,102{,}7\ \mu \times \text{degrés}.$$

Si les sept couches avaient toutes la même épaisseur optique ($\beta_i = 90°$), nous aurions, en négligeant la dispersion :

$$\frac{\mathrm{d}\delta_r}{\mathrm{d}\,\sigma} = \frac{\mathrm{d}\delta_r}{\mathrm{d}\beta_i} \times \frac{\mathrm{d}\beta_i}{\mathrm{d}\sigma} = \frac{\mathrm{d}\delta_r}{\mathrm{d}\beta_i} \times \frac{\beta_i}{\sigma} = -\,1{,}9295 \times \frac{90°}{2} = -\,86{,}8\ \mu \times \text{degrés}.$$

Si l'on tient compte de la dispersion, le problème est plus compliqué. En première approximation, nous poserons $\partial\delta_r/\partial n_1 = 0$. Alors,

$$\frac{\mathrm{d}\delta_r}{\mathrm{d}\sigma} = \frac{\partial\delta_r}{\partial\beta_1}\frac{\mathrm{d}\beta_1}{\mathrm{d}\sigma} = \frac{\mathrm{d}\delta_r}{\partial\beta_1}\left(\frac{1}{n_1} \times \frac{\mathrm{d}n_1}{\mathrm{d}\sigma} + \frac{1}{\sigma}\right)\beta_1 = 1{,}9295 \times 0{,}60213 \times 90° = -\,104{,}6\ \mu \times \text{degrés}.$$

Ceci suppose que l'on sache calculer $\mathrm{d}\delta_r/\mathrm{d}\beta_i$; or des formules permettant le calcul de cette quantité ont déjà été indiquées par plusieurs auteurs.

Voici maintenant, indiquée probablement pour la première fois, l'expression de $\mathrm{d}\delta_r/\mathrm{d}\sigma$ lorsque tous les $\beta_i = 90°$. On trouve que :

$$\frac{\mathrm{d}\delta_r}{\mathrm{d}\sigma} = 2n_0 \frac{\left(\frac{n_s^2}{n_1} - n_1\right) S_n + \left(\frac{n_s^2}{n_2} - n_2\right) S_{n-1}}{n_0^2\, n_s^2 \left(\frac{S_n}{n_1} + \frac{S_{n-1}}{n_2}\right)^2 - (n_1\, S_n + n_2\, S_{n-1})^2} \times \left(S_{n-1}\frac{\mathrm{d}\beta_2}{\mathrm{d}\sigma} - S_n \frac{\mathrm{d}\beta_1}{\mathrm{d}\sigma}\right). \quad (7)$$

Nous avons supposé qu'il s'agit d'un système de $2n + 1$ couches alternées d'indices n_1 et n_2 et avons posé $N = n_1/n_2$. Nous avons supposé qu'on pouvait avoir à tenir compte à la fois de la dispersion des deux substances dont sont faites les couches. Alors

$$\frac{\mathrm{d}\beta_i}{\mathrm{d}\sigma} = \beta_i\left(\frac{1}{n_i} \times \frac{\mathrm{d}n_i}{\mathrm{d}\sigma} + \frac{1}{\sigma}\right) \qquad (i = 1, 2).$$

avec $\beta_1 = \beta_2 = 90°$.

On comparera la relation (7) à celle que nous avons obtenue ailleurs en négligeant la dispersion des couches (donc avec les $\beta_i = \beta$). Nous avions trouvé

$$\frac{\mathrm{d}\delta_r}{\mathrm{d}\sigma} = 2n_0 \frac{\left(\frac{n_s^2}{n_1} - n_1\right) S_n + \left(\frac{n_s^2}{n_2} - n_2\right) S_{n-1}}{n_0^2\, n_s^2 \left(\frac{S_n}{n_1} + \frac{S_{n-1}}{n_2}\right)^2 - (n_1\, S_n + n_2\, S_{n-1})^2} \times (S_{n-1} - S_n)\frac{\mathrm{d}\beta}{\mathrm{d}\sigma}, \quad (7')$$

lorsqu'il y avait $2n + 1$ couches minces alternées.

Dans le cas d'un très grand nombre de couches ($n \to \infty$), on avait, en négligeant la dispersion

$$\lim_{n=\infty} \frac{\mathrm{d}\delta_r}{\mathrm{d}\sigma} = \frac{2n_0}{n_2 - n_1} \times \frac{\mathrm{d}\beta}{\mathrm{d}\sigma} = \frac{2n_0}{n_2 - n_1} \times \frac{\pi}{2\sigma}, \quad (8')$$

tandis que le passage à la limite à partir de (7) conduit à

$$\lim_{n=\infty} \frac{\mathrm{d}\delta_r}{\mathrm{d}\sigma} = \frac{2n_0}{n_2 - n_1} \times \frac{\pi}{2\sigma}\left(1 + \frac{\sigma}{n_1 + n_2}\frac{\mathrm{d}n_1}{\mathrm{d}\sigma}\right)$$

(en supposant $\mathrm{d}n_2/\mathrm{d}\sigma = 0$). (8)

Reprenons maintenant la relation (8′) et tenons compte de la dispersion uniquement dans $\mathrm{d}\beta/\mathrm{d}\sigma$. On trouve

$$\lim_{n=\infty} \frac{\mathrm{d}\delta_r}{\mathrm{d}\sigma} = \frac{2n_0}{n_2 - n_1} \times \frac{\pi}{2\sigma}\left(1 + \frac{\sigma}{n_1} \times \frac{\mathrm{d}n_1}{\mathrm{d}\sigma}\right)$$

(toujours en supposant $dn_2/\mathrm{d}\sigma = 0$). (8″)

On constate qu'il y a moins d'écart entre (8′) et (8) qu'entre (8′) et (8″).

Dans le cas de l'exemple numérique envisagé, la relation (7) conduit à

$$\mathrm{d}\delta_r/\mathrm{d}\sigma = -\,98{,}2 \text{ en degrés} \times \mu.$$

On constate que si l'on ne tient compte que de l'influence de la dispersion sur les β_i, on trouve, dans le cas de notre exemple, qu'il y a une différence de 20 % en valeur relative avec la valeur obtenue pour $d\delta_r/d\sigma$ lorsqu'on ne tient pas du tout compte de la dispersion. Ceci provient de ce que, dans un cas $d\beta_1/d\sigma = \beta_1/\sigma = 0{,}5\ \beta_1$ (avec λ en μ) et dans l'autre $d\beta_1/d\sigma = 0{,}60213\ \beta_1$ (toujours avec λ en μ).

On remarquera toutefois que le calcul rigoureux effectué à l'aide de la formule (7) conduit à une valeur de $d\delta_r/d\sigma = -98{,}2$ au lieu de $-86{,}8$ obtenue en négligeant la dispersion (erreur relative de 12 %).

Autre fait important à remarquer, toujours dans le cas de l'exemple considéré, mais qui est tout à fait général. Lorsque les épaisseurs optiques de toutes les couches ne sont pas égales pour $\lambda = 500$ mμ, mais ont les valeurs indiquées page 330, nous avons trouvé que $d\delta_r/d\sigma = -102{,}7$ valeur très peu différente de celle obtenue en supposant les $\beta_i = 90°$ pour $\lambda = 500$ mμ et en tenant compte de la dispersion (erreur relative : environ 4,5 %). L'influence de faibles écarts des β_i de la valeur 90° est nettement plus petite que l'influence de la dispersion sur $d\delta_r/d\sigma$.

Dans le cas de notre exemple numérique, l'application de (8) conduit à

$$\lim_{n=\infty} \frac{d\delta_r}{d\sigma} = -101°7 \qquad (\mu \times \text{degrés})$$

tandis que (8″) donne

$$\lim_{n=\infty} \frac{d\delta_r}{d\sigma} = -108°4 \qquad (\mu \times \text{degrés}).$$

On remarquera que lorsqu'on passe de 7 couches à un nombre infini de couches et qu'on tient compte de la dispersion, $d\delta_r/d\sigma$ passe de $-98{,}2$ à $-101{,}7$ ce qui est une différence faible. Ce résultat était connu lorsqu'on négligeait la dispersion ; il reste valable même lorsqu'on en tient compte.

2.3. — On sait que, si l'on néglige la dispersion, le facteur de réflexion d'un système de couches alternées garde une valeur élevée dans un certain domaine de longueurs d'onde, que nous appellerons zone de réflexion. Les limites de celle-ci sont fournies, lorsque tous les β_i sont égaux entre eux, donc lorsqu'on néglige la dispersion, par la relation

$$\cos^2 \beta = [(n_1 - n_2)/(n_1 + n_2)]^2.$$

Lorsque toutes les couches ont la même épaisseur optique $\beta_i' = 90°$ pour une seule longueur d'onde seulement, c'est-à-dire lorsqu'on tient compte de la dispersion, les limites de la bande de réflexion sont fournies par la relation

$$2 \cos \beta_1 \cos \beta_2 - \left(\frac{n_1}{n_2} + \frac{n_2}{n_1}\right) \sin \beta_1 \sin \beta_2 = -2.$$

On vérifie que la dispersion diminue généralement la largeur de la bande de réflexion.

Prenons maintenant l'exemple numérique que nous avons déjà envisagé. Si l'on néglige la dispersion, les limites de la zone de réflexion correspondent à

$$\cos \beta = \pm \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right) = \pm 0{,}27027,$$

ce qui montre que celle-ci est comprise entre $\lambda_1 = 425{,}8$ mμ et $\lambda_2 = 605{,}5$ mμ. Pour ces longueurs d'onde, le facteur de réflexion serait, toujours en négligeant la dispersion, $R_7 = 0{,}8552$. Le déphasage par réflexion pour ces longueurs d'onde est $\delta_{r,7} = 180° \pm 37°53'$.

Supposons maintenant que $\beta_i = 90°$ pour $\lambda = 500$ mμ et tenons compte de la dispersion. On trouve alors que pour $\lambda = 425{,}8$ mμ, $R_7 = 0{,}8394$ et $\delta_{r,7} = 180° - 38°57'$, tandis que pour

$\lambda = 605{,}5$ mμ, $R_7 = 0.7412$ et $\delta_{r,7} = 180° + 40°46'$.

Supposons maintenant que les couches ont été contrôlées à l'aide du maximètre ($\beta_1 = 95°$, $\beta_2 = 86°$, ... etc... pour $\lambda = 500$ mμ) et tenons compte de la dispersion. On trouve que pour

$$\lambda = 425{,}8 \text{ m}\mu, \quad R_7 = 0.7783$$

et $\delta_{r,7} = 180° - 51°08'30$, tandis que pour

$\lambda = 605{,}5$ mμ, $R_7 = 0.7806$ et $\delta_{r,7} = 180° + 43°54'$.

Ceci nous permet de tirer plusieurs conclusions qui sont applicables aussi à des cas différents de l'exemple numérique choisi :

a) Lorsque les couches ont été contrôlées pendant leur préparation à l'aide du maximètre, la courbe $R(\sigma)$ est symétrique dans un certain intervalle de nombres d'onde par raport à la droite $\sigma = \sigma_0$, σ_0 étant le nombre d'ondes pour lequel R est maximum. Dans notre exemple numérique $\lambda = 425{,}8$ mμ et $\lambda = 605{,}5$ mμ correspondent à $\sigma = (2 \pm 0{,}3485)\,\mu^{-1}$, et les valeurs de R_7 correspondantes sont presque égales (0,778 et 0,781).

b) Lorsque les couches ont été préparées de façon à avoir $\beta_i = 90°$ pour une certaine longueur d'onde $\lambda_0(\sigma_0 = 1/\lambda_0)$, désignons par R' les facteurs de réflexions correspondants. On a

$$R'_{2p+1}(\sigma_0 + \Delta\sigma) > R_{2p+1}(\sigma_0 + \Delta\sigma)$$

et

$$R'_{2p+1}(\sigma_0 - \Delta\sigma) < R_{2p+1}(\sigma_0 - \Delta\sigma).$$

c) Lorsque les couches alternées sont telles que $\beta_i = 90°$ pour λ_0, la dispersion a pour effet de diminuer les facteurs de réflexion à mesure qu'on s'éloigne de λ_0. Ceux-ci diminuent même si l'on néglige la dispersion ; l'effet de la dispersion est d'accentuer cette diminution des facteurs de réflexion.

d) Les effets de la dispersion sur le déphasage par réflexion δ_r sont assez peu marqués lorsque $\beta_i = 90°$ pour λ_0. Dans le cas de notre exemple numérique, pour $\lambda = 605{,}5$ mμ, $\delta_{r,7}$ est passé de $180° + 37°55'$ à $180° + 40°46'$.

e) Le contrôle des couches au maximètre a un effet plus important sur les δ_r et, d'autre part, on a

$$180° - \delta_r(\sigma_0 + \Delta\sigma) \neq \delta_r(\sigma_0 - \Delta\sigma).$$

3. **Conclusion.** — Essayons de dégager maintenant les principaux résultats obtenus dans ce travail. Ils concernent le cas d'une seule couche mince non absorbante et le cas d'un systèmes de lames minces alternées.

Le premier problème a été traité de façon assez approfondie, à la fois pour l'incidence normale et pour l'incidence oblique. Nous avons montré comment on pouvait relier la position du maximum de $R(\sigma)$ à l'épaisseur optique de la couche, quel que soit l'angle d'incidence sur la couche. Nous avons examiné aussi l'influence de la dispersion sur les déphasages par réflexion ε_r et $\varepsilon_{r'}$ sur une couche non-aborbante. (On sait que le déphasage par transmission n'est pas indépendant de ε_r et $\varepsilon_{r'}$, ce qui explique pourquoi nous n'en avons pas parlé.)

La question d'une seule couche mince non-absorbante étant discutée, nous avons envisagé le cas qui se présente lors de la préparation de miroirs semi-transparents pour interféromètres de Fabry-Perot à l'aide du maximètre de MM. Giacomo et Jacquinot. Dans le cas d'un système de couches ZnS-cryolithe, préparé de façon à être utilisé au voisinage de $\lambda = 5\,000$ Å, nous avons montré que les épaisseurs des couches de ZnS les plus éloignées du support sont telles que $\beta = 95°$, tandis que celles des couches de cryolithe adjacentes correspondent à $\beta = 86°$. Il ne nous a pas été possible, dans ce qui précède, de trouver une expression simple pour les valeurs limites de β, quoique, apparemment, de telles valeurs existent. Nous avons indiqué les valeurs des facteurs de réflexion et des déphasages obtenus avec un système analogue tel que $\beta_i = 90°$. Nous avons indiqué une expression simple permettant de calculer $d\delta_r/d\sigma$ pour des couches telles que $\beta_i = 90°$, lorsqu'on tient compte de la dispersion. Nous avons examiné aussi ce qui se passe aux limites de la bande de réflexion : *a*) pour des couches $\beta_i = 90°$ sans tenir compte de la dispersion ; *b*) pour des couches $\beta_i = 90°$ en tenant compte de la dispersion ; *c*) pour des couches préparées à l'aide du maximètre, à la fois en ce qui concerne le facteur de réflexion et le déphasage par réflexion. Enfin nous avons indiqué l'expression de la pente de la courbe $R(\sigma)$ lorsque $\beta_i = 90°$ et que l'on tient compte de la dispersion.

Il résulte de ce qui précède que l'utilisation du maximètre risque de fournir des couches dont l'épaisseur optique n'est pas $\lambda/4$. D'après les calculs que nous avons indiqués plus haut, on pourra éviter ceci, dans le cas d'une seule couche tout au moins, en réglant le maximètre pour une longueur d'onde légèrement inférieure à celle pour laquelle on désire travailler. Lorsqu'il s'agit de miroirs à couches multiples pour interféromètre de Fabry-Perot, l'utilisation du maximètre nous paraît présenter un avantage certain. Dans ce cas, la courbe donnant $R(\lambda)$ présente une parfaite symétrie par rapport à la droite $\lambda = \lambda_0$ (λ_0 est la longueur d'onde d'utilisation du miroir), ce qui n'était pas le cas pour les couches telles que $\beta_i = 90°$ pour λ_0. Dès qu'il s'agit d'un système de 5 couches, le facteur de réflexion du miroir préparé à l'aide du maximètre et celui du miroir correspondant à $\beta_i = 90°$ sont pratiquement égaux. Disons donc, pour terminer, que l'utilisation du maximètre pour la préparation de miroirs multidiélectriques pour interféromètre de Fabry-Perot se justifie pleinement, même lorsqu'on tient compte de la dispersion des couches de haut indice.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Hall (J. F.) et Ferguson (W. F. C.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1955, **45**, 74.
[2] Kuwabara (G.) et Ishiguro (K.), *J. Phys. Soc.*, Japan, 1952, **7**, 72.
[3] Koppelmann (G.) et Krebs (K.), *Z. Physik*, 1956, **145**, 486.
[4] Giacomo (P.) et Jacquinot (P.), *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 59 A.

DISCUSSION

P. H. Lissberger. — J'ai eu également l'occasion de constater l'importance de la dispersion dans les couches multiples au cours de mesures sur les filtres interférentiels. Il s'agit de mesures de déplacement de la bande passante en fonction de l'incidence, résumées dans le tableau ci-joint.

Ordres	Valeurs expérimentales		Valeurs théoriques		
n	λ_0 (Å)	$\frac{P}{1-Q}$	P	$-Q$	$\frac{P}{1-Q}$
1	4 542	0,268	0,306	0,137	0,269
2	4 523	0,246	0,263	0,160	0,227
2	4 507	0,240	»	»	»
3	4 497	0,199	0,241	0,173	0,205
3	4 493	0,196	»	»	»
5	4 506	0,181	0,217	0,185	0,183
3	6 558	0,249	0,259	0,074	0,241

La relation théorique entre l'incidence θ et le déplacement $\delta\lambda$ est de la forme $\frac{\delta\lambda}{\lambda_0} = -\frac{P}{1-Q}\frac{\theta^2}{2}$ où Q est un terme correctif dû à la dispersion. Les dépla-

cements observés sont en bon accord avec les valeurs calculées par cette formule si l'on prend pour Q une valeur convenable non nulle.

J. Ring. — Avez-vous calculé l'effet de la dispersion dans le cas où l'on contrôle les couches réfléchissantes pendant l'évaporation avec le dispositif différentiel de Ring et Wilcock (*Opt. Act.*, 1955, **2**, 43) ou de P. Glacomo et P. Jacquinot (*J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 59 A). On observe en effet des différences systématiques entre ces méthodes et les méthodes utilisant une mesure à longueur d'onde fixe.

F. Abelès. — La méthode la plus correcte de ce point de vue semble être la méthode à longueur d'onde fixe.

VI. — Description et performances d'équipements Fabry-Perot.

DESCRIPTION DU SPECTROMÈTRE FABRY-PEROT ENREGISTREUR DE BELLEVUE

Par Jean BLAISE,
Laboratoire Aimé-Cotton, C. N. R. S., Bellevue.

Résumé. — Le dispositif optique comprend un monochromateur Littrow, à réseau Bausch et Lomb, précédé d'un pré-monochromateur constitué par un prisme de Pellin et Broca, un étalon Fabry-Perot à couches diélectriques ZnS-cryolithe et un photomultiplicateur RCA-IP 21 refroidi à l'azote liquide. La fente de sortie et l'objectif du monochromateur sont respectivement conjugués des lames de l'étalon et du trou explorateur. La cellule est couplée par un adaptateur d'impédance (amplificateur à une lampe du type « cathode-follower » alimenté par pile et accumulateur) à un potentiomètre électronique Leeds et Northrup du type Speedomax.

La monture de l'interféromètre permet d'obtenir n'importe quelle séparation des lames de l'étalon avec un jeu restreint de cales de silice.

On décrira deux dispositifs d'exploration des anneaux d'interférence par variation de la pression de l'air dans la cloche de l'interféromètre.

Abstract. — The optical system consists of a Pellin-Broca prism used as pre-monochromator, a Littrow-type spectrograph with a Bausch and Lomb grating, a Fabry-Perot etalon coated with ZnS-cryolite multilayers and a RCA 1P21 photomultiplier which is liquid nitrogen cooled. The exit slit and the collimating lens of the monochromator are focussed respectively on the etalon plates and on the scanning hole. The photocell is coupled to a Leeds and Northrup electronic recorder through an impedance transformer of the cathode follower type (consisting of one tube fed by a dry cell and accumulator).

The interferometer mounting allows any spacing of the etalon plates with only a few fused silica spacers.

Two different devices for scanning the interference fringe system by changing the air pressure in the etalon chamber are described.

Le spectromètre Fabry-Perot photoélectrique enregistreur a été imaginé en 1948 par Jacquinot et Dufour [1]. Son principe est le suivant : l'étalon Fabry-Perot est précédé d'un monochromateur qui isole la raie spectrale à étudier et le centre du système d'anneaux de l'étalon est focalisé sur un diaphragme circulaire derrière lequel est placée une cellule photo-multiplicatrice. Pour explorer les divers ordres d'interférence, on modifie le chemin optique entre les lames de l'étalon en faisant varier la pression dans l'enceinte de l'étalon linéairement en fonction du temps, tandis que le courant de cellule est enregistré par un potentiomètre électronique.

Voici les principales caractéristiques de l'instrument dans son état actuel (*fig.* 1).

I. Monochromateur. — Le dispositif optique comprend un monochromateur Littrow, à réseau Bausch and Lomb de 52 mm de longueur ayant 600 traits par mm et dont l'angle de blaze est de 28°. Pour séparer les différents ordres du réseau, on utilise un pré-monochromateur constitué par un prisme de Pellin-Broca.

Le spectrographe à réseau a un objectif de 2 m de distance focale et il est facile d'isoler un intervalle spectral de 1 ou 2 Å de largeur, tout en couvrant une largeur de 2 ou 3 cm sur l'étalon Fabry-Perot.

La fente de sortie et l'objectif du monochromateur sont respectivement conjugués des lames de l'étalon et du trou explorateur.

Toute l'optique est en verre, le spectromètre n'étant utilisé que dans le visible.

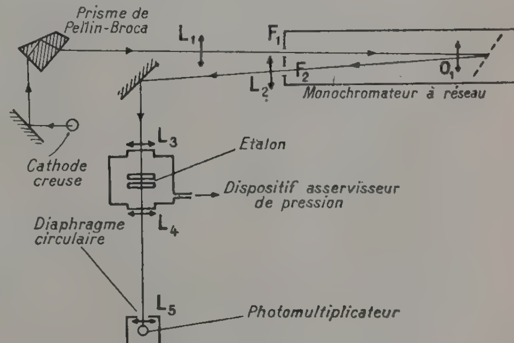


Fig. 1. — Schéma du spectromètre Fabry-Perot photoélectrique.

II. Étalon Fabry-Perot. — On emploie exclusivement des étalons à sept ou neuf couches ZnS-cryolithe. En pratique, un étalon préparé pour une longueur d'onde déterminée est utilisable dans un domaine de 400 Å de part et d'autre de cette longueur d'onde. Chabbal vous a décrit hier les montures d'étalon utilisées à Bellevue. Chaque lame est supportée par une couronne concentrique en acier Uranus par l'intermédiaire de 3 lames de

ressort. L'écartement entre les couronnes est obtenu à l'aide de cales en silice fondue. On règle la distance des lames et leur parallélisme en faisant glisser l'une d'elles dans son support à l'aide de 3 vis dont l'extrémité appuie sur la lame. Avec ce type de monture, un jeu de cales de silice de longueur variant de 5 en 5 mm permet de régler la distance des lames à volonté. Une fois le parallélisme des lames obtenu, on mesure leur distance, soit à l'aide d'un comparateur (précision $\pm$ 5 μ), soit à l'aide des raies 4 358 Å et 4 347 Å de ^{198}Hg, dans le cas où l'étalon a une épaisseur inférieure à 5 mm. Le réglage fin du parallélisme est obtenu de façon classique par pression de ressorts sur la couronne supportant une des lames. Si la température ambiante est maintenue constante, le réglage de l'étalon se conserve très longtemps ; les vibrations malheureusement fréquentes dans notre laboratoire, lui sont beaucoup plus funestes.

III. **Récepteur.** — Un photomultiplicateur unique, la cellule RCA du type IP 21, suffit pour couvrir le domaine spectral étudié avec l'appareil (6 700-3 800 Å). La cellule est refroidie à l'azote liquide. La tension entre dynodes est généralement de 108 volts.

La cellule est couplée par un adaptateur d'impédance (amplificateur à une lampe du type « cathode-follower » alimenté par pile et accumulateur) à un potentiomètre électronique Leeds and Northrup du type Speedomax.

IV. **Exploration des anneaux d'interférence.** — On utilise deux types de dispositifs d'exploration des anneaux par variation de la pression de l'air dans la cloche de l'interféromètre. Le premier dérive du dispositif régulateur de pression décrit par Jacquinot et Dufour mais permet d'obtenir des vitesses de balayage de dix à cent fois plus lentes ; en outre il élimine les irrégularités dues aux variations de la pression atmosphérique (*fig.* 2).

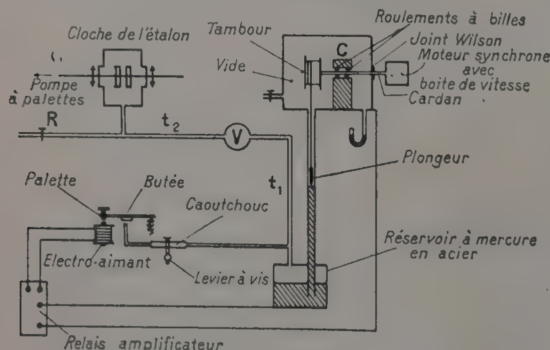


Fig. 2. — Dispositif régulateur de pression.

La variation de pression est commandée par la montée du plongeur suspendu à un fil de cuivre très fin qui s'enroule autour du tambour se trouvant dans la chambre barométrique. L'axe du tambour, monté sur roulements à billes, traverse la paroi de la chambre par un joint Wilson. Il est entraîné, par l'intermédiaire d'un cardan et d'une boîte de vitesses, par un moteur synchrone effectuant un tour à l'heure. Le tube manométrique en pyrex et le réservoir en acier sont soigneusement calibrés (au 1/10 mm). Par l'intermédiaire d'un relais amplificateur, le contact plongeur-mercure commande l'ouverture de la fuite. Après avoir réduit la pression dans la cloche de l'étalon, on ferme le robinet R, on desserre le levier qui écrase le tube de caoutchouc et on met le moteur en route. En réglant le serrage du levier, on arrive rapidement à donner à la palette un mouvement de métronome. Malgré la discontinuité de la fuite, la variation de pression dans la cloche de l'étalon reste régulière grâce à l'amortisseur formé par les canalisations de petit diamètre t_1 et t_2 et le réservoir V qui agissent de façon comparable à un filtre résistance-capacité dans le filtrage d'un courant électrique continu ondulé.

Grâce à la boîte de vitesses, on obtient des vitesses de balayage de 10, 20 ou 40 mK par minute à 5 000 Å, auxquelles on fait correspondre une vitesse de déroulement du papier enregistreur de 1 cm/minute. La constance de la vitesse de balayage, vérifiable par l'égalité des distances entre ordres consécutifs d'interférence, est assurée à mieux de 0,5 % près ; les irrégularités que l'on peut constater parfois sont imputables, soit à un déréglage de l'étalon, ce qui se traduit simultanément par une diminution de la finesse des raies, soit à une variation du degré hygrométrique de l'air. Les enregistrements étant linéaires en longueur d'onde et en intensité, il suffit d'utiliser une règle de précision graduée en 1/2 mm pour apprécier la position des composantes à 1/10 mm près, c'est-à-dire à 0,4 ou 0,1 mK près, suivant la vitesse de balayage utilisée. Dans le cas où deux composantes sont complètement résolues, il suffit de mesurer le rapport de leurs hauteurs pour avoir leurs intensités relatives. S'il s'agit de comparer les intensités d'une composante simple et d'une composante complexe, superposition de plusieurs composantes non séparées, on mesure leurs surfaces à l'aide d'un planimètre. Cette opération serait dépourvue de signification si l'échelle des intensités n'était pas linéaire et c'est un des grands avantages de la méthode de donner directement cette échelle linéaire. Un autre avantage du procédé de balayage à vitesse rigoureusement constante est qu'on peut superposer deux enregistrements d'une même raie effectués avec des épaisseurs d'étalon différentes : on peut ainsi déterminer immédiatement à quel ordre d'interférence appartient une composante donnée.

Un procédé de balayage par pression, beaucoup

plus simple à réaliser est le suivant : après avoir réduit la pression dans la cloche de l'étalon, on la met en communication avec une bouteille de gaz comprimé, une bouteille d'azote par exemple, par l'intermédiaire d'un robinet à pointeau à réglage fin, permettant le « bulle à bulle ». Si l'épaisseur de l'étalon est de 25 mm et la pression du gaz comprimé de 100 atmosphères, le balayage d'un ordre d'interférence pour $\lambda = 5\,000$ Å correspond à une variation de pression de 3 cm de Hg, c'est-à-dire à une variation de la perte de charge dans le robinet à pointeau de 1/2 500. La constance de la vitesse de balayage est donc amplement assurée pendant la durée d'une expérience.

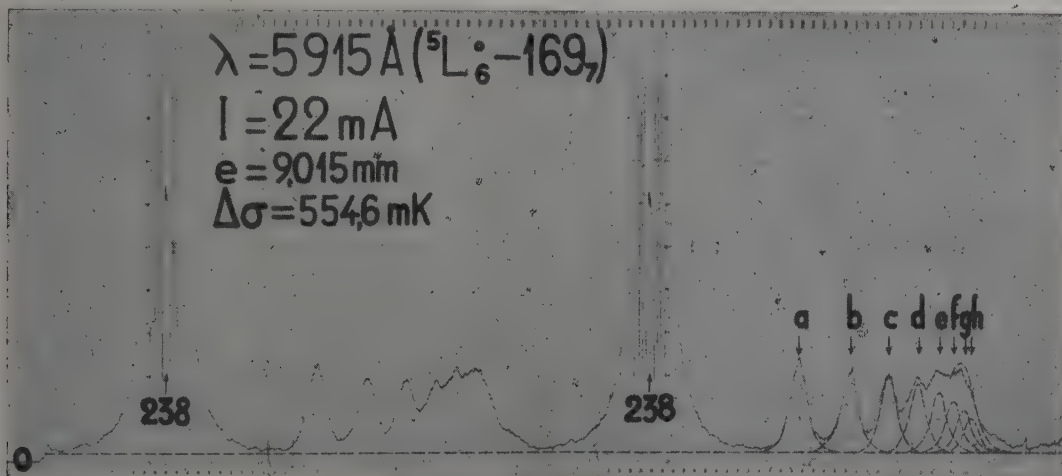


Fig. 3. — Structure hyperfine de la raie 5 915 Å du spectre d'arc de l'uranium enrichi à 20 % de ^{235}U.
Cathode creuse refroidie à l'azote liquide, intensité du courant : 22 mA ; étalon Fabry-Perot à 7 couches diélectriques, d'épaisseur 9,015 mm. Résolvance effective : $R = 790\,000$.
Durée de l'enregistrement : 1 heure.

Malheureusement le manque de reproductibilité ne permet pas en général la comparaison instantanée de deux enregistrements d'une même raie effectués avec des épaisseurs d'étalon différentes.

La figure 3 montre un enregistrement d'une raie d'arc de l'uranium (80 % de ^{238}U, 20 % de ^{235}U), effectué par le premier procédé de balayage [2].

RÉFÉRENCES

[1] Jacquinot (P.) et Dufour (Ch.), *J. Rech. C. N. R. S.*, 1948, **2**, 91.
[2] Blaise (J.), Gerstenkorn (S.) et Louvegnies (M.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 319.

DISCUSSION

J. Roig. — Quelle est l'importance et l'effet du phénomène thermique qui accompagne la variation de pression ?

J. Blaise. — La variation de température provenant d'une variation rapide de la pression produirait une variation d'épaisseur et aussi un déréglage du Fabry-Perot. Ce déréglage n'est pas observé lors du vidage de la cloche qui précède l'enregistrement et que nous effectuons en quelques minutes ; ni *a fortiori* pendant l'enregistrement, dont la vitesse est très faible dans les conditions normales d'expérience (sources de très faible luminance). Quant aux variations d'épaisseur, elles se traduiraient par un défaut de définiance que nous n'avons jamais observé.

SYSTÈME SPECTROMÉTRIQUE INTERFÉRENTIEL PROPOSÉ POUR L'UNIVERSITÉ DE WISCONSIN

Par J. G. HIRSCHBERG, R. KADESCH et J. E. MACK
University of Wisconsin.

Résumé. — Le dispositif proposé peut comprendre un ou plusieurs réseaux et un ou plusieurs Fabry-Perot. L'exploration du spectre est obtenue par variation de pression. Un synchronisme rigoureux entre les explorations pour les différents éléments (réseaux ou Fabry-Perot) est assuré simplement en les enfermant dans la même enceinte où l'on effectue la variation de pression.

Abstract. — The proposed device may include any number of gratings and Fabry-Perot etalons. The spectrum is scanned by varying the pressure. Perfect synchronism in the scanning of each element (grating or Fabry-Perot) is obtained simply by putting them all together in the same variable pressure chamber.

Nous nous étions proposé d'exposer nos idées préliminaires sur le projet, juste sur le point d'être entrepris, d'un système qui, nous l'espérons, peut posséder, à un degré raisonnable, toutes les qualités généralement recherchées dans les systèmes spectroscopiques à haute résolution et qui, en plus, soit commode et adaptable à différentes sortes de problèmes.

Cependant, tant d'idées nouvelles prometteuses ont déjà été présentées à ce Colloque que nous devrons nous réorienter, si nous voulons avoir un système qui ne soit pas démodé avant d'être construit. Nous nous bornerons donc, ici, à exposer une idée très simple, qui peut être d'intérêt général. Cette idée provient d'une récente discussion avec MM. Hirschberg et Kadesch. Elle concerne le balayage synchrone d'un nombre quelconque de réseaux et Fabry-Perot en série : cela peut être réalisé très simplement en les plaçant dans la même enceinte, ou dans des enceintes à la même pression, ou (dans la mesure où l'indice de réfraction d'un gaz est une fonction linéaire de sa pression) dans des enceintes telles que les différences de pression entre elles soient maintenues constantes.

L'objectif usuel d'un spectromètre composé est d'atteindre la résolution de l'élément le plus résolvant, en même temps que le domaine spectral (plus grand), de l'autre élément. La représentation classique de la transmission en fonction des nombres d'onde, avec un maximum aigu pour chaque valeur entière de l'ordre d'interférence, peut être faite pour chaque élément. Maintenant, si nous superposons de tels graphiques pour deux éléments dispersifs en série, la transmission de l'ensemble est évidemment le produit des transmissions des éléments. La généralisation au cas de plus de deux éléments en série est évidente.

Le problème de la synchronisation des balayages consiste à maintenir les deux (ou plus) maxima superposés lorsqu'on change le paramètre qui détermine l'ordre d'interférence en fonction du nombre d'ondes pour chaque élément. Généralement, on résout le problème en balayant les deux éléments par des moyens qui sont indépendants, mais comportent une connexion entre eux, qui peut être, par exemple, une came. Or, la condition d'interférence constructive pour un Fabry-Perot est

$$\frac{n\lambda}{2t} = \frac{n\lambda_0}{2\,\mu t} = \cos\theta$$

où n est un nombre entier, λ la longueur d'onde dans le milieu, λ_0 la longueur d'onde dans le vide, et μ l'indice de réfraction du milieu. Ainsi, si les deux éléments dispersifs en série, sont deux Fabry-Perot placés dans le même milieu, et si les deux maxima sont superposés, ils le resteront quelle que soit la variation de μ, parce que λ_0/μ reste le même pour les deux.

Mais la condition du réseau :

$$\frac{m\lambda}{d} = \frac{m\lambda_0}{\mu d} = \sin\theta_i + \sin\theta_r$$

où d est le pas du réseau, donne la même relation entre λ_0 et μ. Ainsi un Fabry-Perot et un réseau, où une combinaison quelconque d'étalons et de réseaux, une fois mis en synchronisme (par quelque méthode que ce soit qui les laisse dans le même milieu) resteront synchronisés, indépendamment du changement de milieu. C'est cette propriété que nous avons voulu exposer ici.

DISCUSSION

N. J. Woolf. — Si les dimensions du spectromètre à réseau sont petites, on peut utiliser un gaz à pression élevée et ainsi explorer tout le spectre en restant dans le blaze du réseau.

[*Note de l'éditeur*]. — En montant jusqu'à 100 atmosphères, on peut explorer dans la région visible environ 600 cm^{-1}, ce qui est très inférieur à l'intervalle spectral libre des réseaux normaux utilisés dans les ordres faibles et ne permet donc d'explorer qu'une faible fraction du spectre. Pour qu'une variation de pression de n atmosphères permette de balayer un ordre entier, il faut que le numéro de l'ordre soit 3 000/n.

J. G. Hirschberg. — Je peux ajouter que notre méthode peut facilement être étendue au cas où l'exploration par le Fabry-Perot se fait en dents de scie. Après chaque exploration par pression, celle-ci est ramenée à sa valeur initiale et la bande passante du réseau est déplacée par rotation mécanique du nombre entier d'ordres Fabry-Perot nécessaire. Cette rotation peut être exactement contrôlée en observant le spectre cannelé obtenu en lumière blanche et en s'arrêtant à un maximum.

D. A. Jackson. — Avec un spectromètre à réseau, il est d'usage de remplir le spectromètre du gaz dont on veut étudier le spectre d'absorption. Il ne serait pas question, en revanche, de remplir la cuve du Fabry-Perot du gaz absorbant, car au centre de la raie d'absorption qui est justement la région intéressante, la finesse serait très fortement diminuée : l'absorption par le gaz réduirait en effet le nombre de rayons réfléchis provenant d'un rayon incident.

INTERFÉROMÈTRE DE FABRY-PEROT ENREGISTREUR POUR L'ÉTUDE DE LA RAIE VERTE DU CIEL NOCTURNE

Par Mlle N. ALLARD,
Laboratoire de Physique de l'Atmosphère, 1, quai Branly, Paris (7e).

Sommaire. — Présentation d'un spectromètre photoélectrique Fabry-Perot destiné à l'étude de la largeur de la raie verte du ciel nocturne ($\frac{3}{2}$[O_1] 5 577 Å).
Caractéristiques de l'interféromètre.
Utilisation d'un dispositif facilement transportable en vue d'observations dans différentes stations scientifiques.

Abstract. — A photo-electric Fabry-Perot spectrometer, designed for study of the width of the green night- sky line ($\frac{3}{2}$[O_1] 5 577 Å) is presented.
Description of the interferometer. Use ofan easily portable device for the purpose of observing indifferent stations.

Un domaine intéressant de l'interférométrie est l'étude du profil des raies spectrales émises par l'atmosphère. C'est ainsi qu'un étalon Fabry-Perot à haute résolution permet de mesurer la largeur Doppler de la raie verte du ciel nocturne, ce qui est une méthode relativement simple et précise pour déterminer la température de la couche de la haute atmosphère émettant cette radiation.

De nombreux enregistrements photographiques ont déjà été faits. Mais la méthode photométrique paraissant intéressante, nous avons construit un spectromètre semblable dans son principe à celui de Bellevue, et adapté dans sa réalisation aux exigences du problème étudié.

Quelques mots tout d'abord sur l'interféromètre même :

Les lames sont en silice recuite. Elles sont recouvertes de 5 couches diélectriques d'épaisseur $\lambda/4$ de sulfure de zinc et cryolithe alternées avec maximum de réflexion à 5 577 Å.

Leur planéité est d'environ $\lambda/30$.

Leur diamètre est de 100 mm (diamètre utile : environ 85 mm).

L'angle de coin évitant la formation d'anneaux parasites est de 30′.

Transparence $\tau = 90 \pm 5$ %.

Facteur de réflexion $r = 88,5 \pm 1,3$ %.

Finesse effective $N_e = 17$ à 18.

Une monture métallique permet d'interposer entre les lames des cales de silice de différentes longueurs. Le parallélisme est obtenu par pression en 3 points. Un jeu de cales de plusieurs centimètres donne des anneaux d'ordre élevé d'où hautes résolutions. L'interféromètre étant spécialement destiné à l'étude de la raie verte, il suffit d'employer, en tant que monochromateur, un filtre interférentiel (de bande passante égale à 50 Å).

Un inconvénient très sérieux du ciel nocturne est sa faible luminosité (et la raie verte, bien que relativement intense par rapport aux raies rouge et jaune, est encore bien faible). Même en se mettant dans les meilleures conditions du point de vue atmosphérique, le flux reçu est extrêmement petit, et il y a encore des pertes appréciables dues aux traversées des différents systèmes optiques.

Dans le but d'envoyer un flux maximum sur le récepteur, l'exploration du spectre se fait au moyen d'une grille formée de fentes annulaires, dont les diamètres ont été calculés d'après l'espacement entre les lames et la distance focale de la lentille. Et ce flux reçu, nous essayons de l'amplifier au maximum avec un bruit de fond minimum. Le montage paraissant le mieux adapté au problème est un photomultiplicateur Lallemand à 20 étages relié à un enregistreur Meci, type Speedomax, par l'intermédiaire d'un adaptateur d'impédances. Si cependant la sensibilité reste insuffisante, ce montage pourra être utilisé au crépuscule, et aussi pour l'étude de la raie verte aurorale, dont l'intensité est beaucoup supérieure.

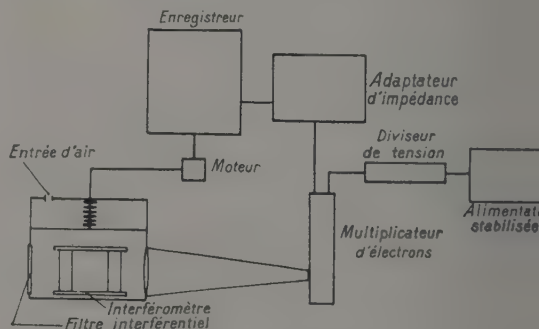


FIG. 1. — Schéma d'ensemble de l'appareillage.

Ces différents problèmes font que l'ensemble de l'appareillage doit être assez maniable pour être transporté sur les lieux d'étude. C'est pourquoi on n'a pu, pour le balayage des ordres par variation

de pression, adopter le système à tubes de mercure employé à Bellevue, trop encombrant et fragile.

La rentrée d'air se fait ici au moyen d'une vanne électromagnétique commandée par un ensemble de capsules manométriques placées dans la cloche. Leur mouvement est réglé par le même moteur que celui faisant dérouler le papier de l'enregistreur, ce qui établit le synchronisme rentrée d'air-enregistrement.

Ce montage sera essayé cette année à Tamanrasset, à l'occasion de l'Année Géophysique Internationale.

DISCUSSION

R. Chabbal. — Vous vous proposez essentiellement de mesurer la largeur de la raie étudiée, raie d'ailleurs bien isolée et sans structure. Peut-être l'emploi du F.-P. est-il alors peu indiqué : en effet, le calcul de la largeur de raie à partir de la largeur de la raie enregistrée ne peut être précis que si la résolution du F.-P. est 10 fois supérieure environ à la finesse de la raie. Ce sont des conditions de travail très défavorables du point de vue de la luminosité. L'examen de la visibilité des franges obtenues au Michelson, suggéré lundi par J. Terrien fournirait probablement de meilleurs résultats : dans ce cas, en effet la courbe obtenue est le produit des transformées de Fourier de la fonction d'appareil et du profil de la raie. La largeur cherchée se déduit alors de la largeur enregistrée par des lois précises quel que soit le rapport de ces largeurs : il est ainsi possible d'utiliser un Michelson de résolution maximum égale à la finesse de la raie et la luminosité est, de ce fait, très supérieure à celle obtenue avec le F.-P. (environ 100 fois plus grande). Un autre procédé, partant du même principe et donnant les mêmes avantages consisterait d'ailleurs à mesurer la largeur en travaillant sur la transformée de Fourier de la courbe enregistrée par un Fabry-Perot ; on exploiterait ainsi au mieux les informations fournies par cette courbe.

P. Jacquinot. — Ce procédé est, *a fortiori*, intéressant lorsqu'on s'intéresse uniquement aux pieds de la raie, et non à sa largeur. On peut alors réduire encore la résolution maximum demandée au Michelson.

E. Ingelstam. — On dispose au départ de nombreux renseignements sur le spectre étudié ; il suffit donc de déterminer un petit nombre de points de la courbe de visibilité ; ceux-ci peuvent être obtenus simultanément avec un Michelson composé avec, par exemple, trois miroirs à des distances fixes (ou trois cuves à liquides introduites dans les faisceaux), donnant trois points différents de la transformée de Fourier.

G. Courtès. — Quelle est la transparence de votre appareil ?

N. Allard. — Les pertes d'intensité lumineuse étant dues :

— Pour le passage dans le système optique à environ 0,4.

— Pour le passage dans le monochromateur à environ 0,5,

La transmission totale est d'environ 0,3.

ÉTUDE DE L'ÉMISSION INTERSTELLAIRE A L'AIDE DE L'ÉTALON DE FABRY-PEROT

Par G. COURTÈS,
Observatoires de Marseille et de Haute-Provence.

Résumé. — Les observations interférométriques déjà publiées permettent de mesurer l'effet Doppler-Fizeau des nébuleuses galactiques les plus faibles jusqu'à un diamètre apparent de 3′, avec le télescope de 125 cm.

La largeur de fente équivalente, sur le ciel, peut être de 0,5″ avec un télescope de 195 cm. Avec le même instrument, un nouveau système optique, utilisant un petit trou de sortie, permet d'atteindre des nébuleuses de 20″ de diamètre apparent, avec une précision de 3 km/s.

On décrit un sélecteur de radiations permettant de photographier les nébuleuses en lumière monochromatique, par exemple en lumière H_α ou [N II], avec la possibilité d'obtenir directement une image de la nébuleuse pour une vitesse radiale donnée.

On décrit une méthode pour contrôler l'uniformité des couches multiples utilisées.

Abstract. — The interferometric observations already published permit the Doppler-Fizeau, effect in the faintest galactic nebulae having more than 3′ apparent diameter to be obtained with a 120 cm telescope.

The equivalent slit width on the sky may be 0,5″ with a 195 cm telescope. With the same instrument a new optical arrangement using a small exit pupil is able to reach nebulae of 20″ apparent diameter, with an accuracy of 3 km/s.

Description of a monochromatic radiation selector giving direct photographs of the nebulae in one monochromatic radiation such as H_α or [N II], with the possibility of obtaining directly the picture of the nebula in a given radial velocity.

An experiment to test the continuity of the multilayers used is given.

L'hydrogène interstellaire en émission (régions HII) s'étend sur des plages très étendues le long de l'équateur galactique. La raie Hα de l'hydrogène se prête particulièrement bien aux observations photographiques, son intensité dans les régions HII est cependant très faible, environ mille à dix mille fois plus faible que dans la partie centrale de la nébuleuse d'Orion (1).

Une des données les plus importantes pour l'Astrophysique est la mesure point par point, de l'effet Doppler-Fizeau de ces grandes masses gazeuses, aussi bien pour la dynamique générale de la galaxie que pour l'interprétation aérodynamique des mouvements des gaz interstellaires [1, 2].

Cette étude n'avait pu être faite au spectrographe que pour quelques nébuleuses très brillantes, en fait, cinq dans le ciel entier. Dès 1911, Fabry, Buisson et Bourget avaient songé aux avantages de précision, de luminosité et de champ de la méthode interférentielle et ils avaient appliqué avec succès l'étalon interférentiel à la mesure de l'effet Doppler-Fizeau de la nébuleuse d'Orion, la plus brillante du ciel, seule accessible aux moyens de l'époque.

Je résumerai ici les résultats antérieurement publiés en disant que, avec un étalon moderne à cinq couches SZn-cryolithe, on peut observer les plus faibles régions d'émission avec des poses n'excédant pas deux heures. Le rapport d'ouverture de l'objectif de chambre est $F/1$ et les plaques utilisées sont les 103-a-E Kodak. Le grand facteur de contraste de l'étalon moderne permet, en outre de détecter des régions très faibles : l'apparition ou l'absence des anneaux sur le cliché, constitue une méthode « tout ou rien » particulièrement efficace pour découvrir les régions d'émission faibles superposées à des nuages d'étoiles très denses.

On peut aussi détecter près de l'émission intense de Hα les faibles composantes du doublet de [N II] connues dans les nébuleuses brillantes et qui, grâce à la méthode interférentielle, ont été découvertes dans de nombreuses régions d'émission [3].

Dispositifs optiques utilisés. — A quelques détails près, qui tiennent surtout aux progrès de l'optique photographique, le montage ressemble à celui de Fabry Buisson et Bourget (fig. 1). Des

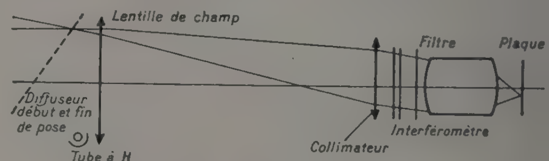


FIG. 1.

soins particuliers ont été pris pour avoir l'identité aussi rigoureuse que possible de la surface de l'étalon utilisée au cours de la pose sur la nébuleuse et au cours de la pose d'étalonnage. La luminosité

(1) Ces nébulosités ont été en grande partie découvertes grâce à la technique des filtres interférentiels.

a été portée au maximum compatible avec la définition de l'image et la dispersion nécessaire [1, 4] soit 0,6 km/s par micron. La finesse des anneaux correspond à une « largeur de fente » sur le ciel qui, dans certains cas, peut atteindre la limite imposée par la turbulence atmosphérique soit environ 0,5″ avec un télescope de 2 mètres de diamètre.

Cependant ce montage, que j'appellerai classique, de l'étalon ne permet d'étudier que les nébuleuses ayant un assez fort diamètre apparent pour avoir un nombre suffisant d'anneaux ou de fragments d'anneaux mesurables (diam. app. de 3′ avec le télescope de 120 cm à condition de travailler sur des anneaux éloignés du centre.

On peut abaisser cette limite en *diminuant* les distances focales du collimateur et de la chambre, mais la solution qui paraît la plus commode consiste à former les anneaux d'interférence sur la pupille de sortie du système formé par le télescope et un objectif à grand rapport d'ouverture de faible distance focale (objectif de microscope métallographique de 4 mm de distance focale). L'étalon est disposé devant cet objectif (*fig.* 2).

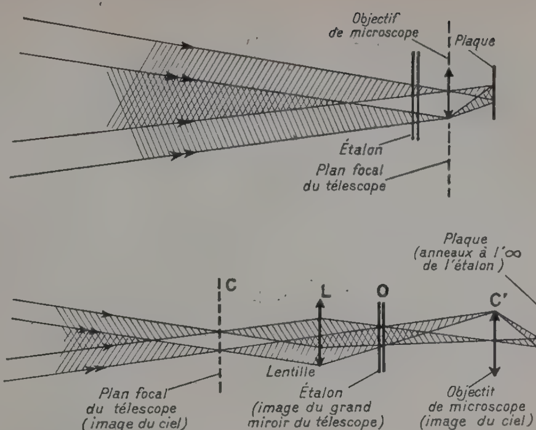


Fig. 2.

L'inconvénient de ce système est que, la forme de la nébuleuse étant mal définie, la surface utilisée de l'étalon n'est pas la même pendant la pose sur la nébuleuse et pendant la pose d'étalonnage (tube à hydrogène et diffuseur placé devant l'étalon). Ceci n'aurait aucune importance si le chemin optique était le même sur toute la surface de l'étalon mais des différences sensibles sont à craindre. Il vaut donc mieux placer l'étalon dans le plan de la pupille de sortie du système formé par le télescope et une lentille additionnelle qui permet de plus d'augmenter la distance focale effective du télescope pour atteindre la définition maximum sur le ciel. On donne à cette lentille le rapport d'ouverture qui permet de n'utiliser que le premier anneau. Bien que le diamètre de cet anneau soit très petit, de l'ordre de 300 microns, la précision de la mesure est bien supérieure à celle que l'on peut obtenir avec les spectrographes utilisés en Astrophysique pour ce genre de travail ; avec la dispersion utilisée, l'effet Doppler-Fizeau peut être connu à 3 km/s près. Comme l'ont fait remarquer Jacquinot et Dufour [5], le coefficient de réflexion des lames doit être prévu pour donner à l'anneau le profil photométrique compatible avec la limite de résolution de l'émulsion photographique utilisée. Cette condition prend une importance particulière dans ce cas, si l'on veut avoir la luminosité maximum.

TABLEAU

Exemple de mesure de 5 diamètres d'un anneau d'interférence de très petit diamètre

N° des diamètres	1	2	3	4	5	
Moyenne de 5 lectures	240	237	244	246	245	microns
Écarts	2,4	5,4	1,6	3,6	2,6	microns
Moyenne générale	242,4 ± 3 microns.					
Dispersion moyenne	1 km/s par micron.					
Durée de pose :	10 s.					
Région observée	Centre de la nébuleuse d'Orion.					

L'une des recherches les plus intéressantes à aborder avec ce dispositif est celle concernant la rotation des nébuleuses extragalactiques proches en étudiant l'émission Hα des nuages d'hydrogène de ces nébuleuses [4]. Les plus gros de ces nuages n'ont qu'un diamètre apparent de 20″ mais seront observables par cette méthode si l'on dispose d'un télescope de 2 mètres de diamètre comme celui qui va bientôt entrer en service à l'Observatoire de Haute-Provence.

Sélecteur de radiations. — Dans la photographie des nébuleuses gazeuses on est le plus souvent contraint d'utiliser, non l'image donnée par une seule radiation, mais celle donnée par plusieurs radiations rapprochées que les filtres ne peuvent pas isoler les unes des autres ; c'est, en particulier, le cas de Hα et des raies de [N II] dont il a été question plus haut. Après une étude préliminaire du rapport d'intensité [N II]/Hα [3], j'ai cherché

à réaliser un dispositif analogue à celui de Jacquinot et Dufour [5] mais applicable à la photographie afin d'avoir une représentation réellement monochromatique de la nébuleuse.

L'étalon placé près du plan focal du télescope et devant une lentille de champ, donne, dans le plan focal de celle-ci, le système des anneaux ; le trou central sélecteur a exactement le même diamètre que l'image du grand miroir du télescope donnée par L. (Les télescopes ayant toujours un miroir secondaire qui arrête la partie centrale du faisceau, il peut être avantageux d'utiliser non un trou mais un diaphragme annulaire (*fig.* 3).) Cette disposition

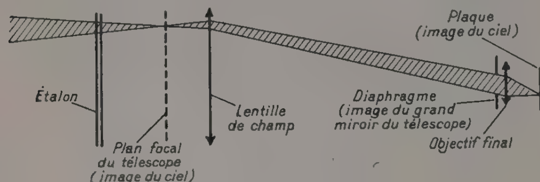


Fig. 3.

permet d'avoir la clarté maximum pour la longueur d'onde et la bande passante choisies. Derrière le diaphragme sélecteur un objectif à grand rapport d'ouverture reforme l'image de la nébuleuse sur la plaque photographique. Les premiers essais avec une bande passante de 0,6 Å ont montré que l'on obtenait une image de la même densité avec un temps de pose trois fois plus long seulement que celui nécessité par la photographie, étalon enlevé.

La disposition de l'étalon devant la lentille de champ et non devant l'objectif final permet d'avoir un champ beaucoup plus grand qui ne dépend que du diamètre que l'on peut donner à l'étalon. Elle assure de plus dans tout le champ une rigoureuse identité de la bande passante aussi bien en longueur d'onde qu'en intensité. C'est pour la même raison que, comme l'a aussi remarqué Ring [6], l'on doit monter ainsi les filtres interférentiels sur les télescopes ; en fait, on est souvent obligé de procéder autrement pour utiliser des filtres de dimensions plus faibles qu'il est plus facile de se procurer.

Pour contrôler la qualité des lames et la régularité des couches, propriétés essentielles dans cette dernière application de l'étalon, j'ai choisi la méthode qui se rapprochait le plus des conditions d'utilisation. Le dispositif de la figure 3 est conservé, on prend seulement soin de mettre l'objectif final au point sur le plan des lames ; tout défaut de chemin optique, à l'approximation que l'on s'est fixée, se traduit par une ombre directement visible sur l'image du plan des lames donnée par l'objectif final.

Le résultat avec les deux étalons dont je dispose aurait été assez décevant si la dimension des défauts n'avait été suffisamment petite pour qu'on puisse éliminer presque entièrement les ombres, en éloignant l'étalon du plan focal du télescope. La surface de l'étalon utilisée pour chaque faisceau est ainsi augmentée et un effet de moyenne s'introduit dans la valeur du chemin optique parcouru par chaque faisceau.

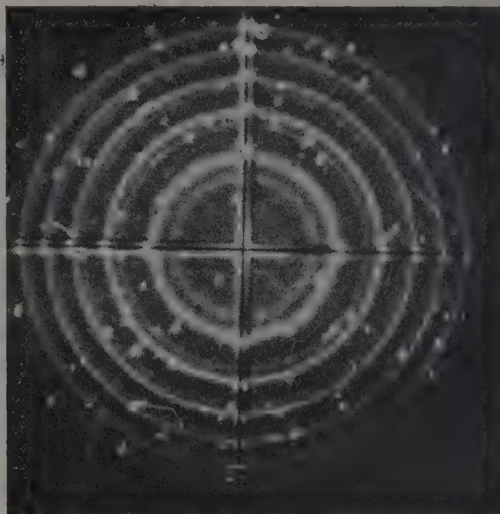


Fig. 4. — Anneaux de Perot et Fabry donnés par la raie Hα et le doublet de [N II] 6 548-6 584 Å dont chaque composante est séparée de $\lambda/3$ et $2\lambda/3$ de Hα. La nébuleuse IC-405 qui a donné ces anneaux est mille fois moins intense que la nébuleuse d'Orion étudiée en 1911 par Fabry, Bourget et Buisson. La région étudiée ici est la plus faible et la plus extérieure de IC-405, elle correspond à une intensité de l'ordre de 1/10 000e de la nébuleuse d'Orion. L'effet Doppler-Fizeau est nettement visible en comparant à la croix d'étalonnage Hα. Télescope 120 cm, Observatoire de Haute-Provence — pose 2 heures — 103 aE Kodak. Dispertion moyenne 6 Å/mm.

Il n'en reste pas moins vrai que l'avenir astronomique de ce sélecteur est essentiellement lié à la qualité des couches que l'on peut obtenir. Si l'on peut réaliser d'excellentes couches sur une surface suffisante, il sera permis d'espérer photographier directement les régions d'égale vitesse radiale d'un nuage d'hydrogène interstellaire et de débrouiller l'allure complexe de ses mouvements internes.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Courtès (G.), *Astronomical Optics*, ed. Zdenek Kopal, Manchester, 1955, 195.
[2] Courtès (G.), Gas dynamics of cosmic clouds Cambridge, 1953, 131.
[3] Courtès (G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **238**, 877-879.
[4] Courtès (G.), Congrès de l'American Astronomical Society, Berkeley, 1956 ; *A. J.*, 1957, **62**, 1, 10.
[5] Jacquinot (P.) et Dufour (Ch.), *J. Rech. C. N. R. S.*, 1948-1949, **2**, 91.
[6] Ring (J.), *Astronomical Optics*, ed. Zdenek Kopal, Manchester, 1955, 381.

DISCUSSION

J. Ring. — Je félicite G. Courtès pour la remarquable performance que représente une détermination aussi précise de vitesse radiale sur des objets aussi faibles. Quand on s'intéresse à des nébuleuses de quelques secondes d'arc, non résolues, un système photoélectrique pourrait peut-être donner un résultat plus rapide en utilisant par exemple un balayage par pression.

G. Courtès. — Certainement dans le cas des nébuleuses de petit diamètre. Dans le cas des objets étendus, la méthode photographique a l'avantage de donner des vitesses radiales en un grand nombre de points.

P. Connes. — N'observez-vous pas de déréglages du fait que l'étalon n'est pas à un foyer coudé ?

G. Courtès. — Non. L'étalon peut rester stable plus de 15 jours. J'utilise une monture de Fabry-Perot classique, en ayant soin d'employer des cales à très grand rayon de courbure pour lesquelles on voit les anneaux de Newton des deux côtés.

EXPLORATION DE RAIES SPECTRALES STELLAIRES EN INCLINANT UN INTERFÉROMÈTRE FABRY-PEROT

Par J. E. GEAKE,
Manchester College of Science and Technology.

et W. L. WILCOCK,
Imperial College, University of London.

Résumé. — Description de tests effectués sur un dispositif d'enregistrement photoélectrique direct de spectres stellaires, utilisant la combinaison d'un étalon Fabry-Perot et d'un monochromateur à prisme. L'addition de l'étalon permet, pour une résolution donnée, d'élargir la fente d'entrée du monochromateur, ce qui se traduit, non seulement par un gain de lumière, mais encore par une réduction des fluctuations produites par le mouvement de l'image stellaire sous l'influence de la turbulence atmosphérique.

Abstract. — Tests are described of an arrangement for the direct photoelectric recording of stellar spectra, using a Fabry-Perot etalon in combination with a prism monochromator. The addition of the etalon allows the monochromator to be used with a wider entrance slit for given wavelength resolution : this results not only in a gain of light, but also in a reduction of the fluctuations caused by the motion of the stellar image under the influence of atmospheric turbulence.

En spectroscopie astronomique, le manque de lumière rend particulièrement intéressant l'emploi d'un étalon Fabry-Perot comme monochromateur de luminosité élevée, comme l'ont préconisé Jacquinot [1] et d'autres auteurs. Nous avons décrit ailleurs [2] un instrument pour l'exploration photoélectrique directe de spectres astronomiques, que nous avons utilisé sur le télescope de 120 cm d'Asiago, Italie, et qui, dans sa forme originale, comprenait un simple monochromateur à prisme donnant une dispersion de 25 Å/mm pour Hγ. L'image de l'étoile formée par le télescope est envoyée sur la fente d'entrée du monochromateur et la lumière passant par la fente de sortie est enregistrée au moyen d'un photomultiplicateur. Celui-ci est suivi d'un amplificateur et d'un enregistreur à plume qui dessine le profil spectral directement quand on fait varier de façon continue la longueur d'onde qui traverse le monochromateur. Pour utiliser notre instrument à sa résolution maximum, d'environ 1/2 Å, il faut une fente d'entrée étroite (environ 25 μ) ; toutefois, la turbulence de l'atmosphère terrestre fait que l'image de l'étoile change de dimensions et se déplace sur une surface considérablement plus large que cette fente. Ceci conduit, non seulement à un gaspillage considérable de lumière, mais encore à de violentes fluctuations dans la quantité de lumière qui entre dans le monochromateur, et bien que nous utilisions un système qui compense ces fluctuations, il est difficile de les supprimer complètement.

Ces deux difficultés disparaissent si l'on peut atteindre la résolution de longueur d'onde nécessaire avec une fente d'entrée assez large pour toujours contenir la totalité de l'image stellaire. Comme il n'était pas commode d'augmenter la dispersion du monochromateur suffisamment pour y parvenir, on a ajouté un étalon Fabry-Perot. On rend parallèle la lumière émergeant de la fente de sortie du monochromateur et on la fait passer dans l'étalon qui agit comme un filtre donnant une série de bandes passantes correspondant à différents ordres d'interférence. Le seul rôle du monochromateur est donc maintenant d'agir comme un filtre en supprimant toutes les bandes passantes de l'étalon, sauf une. On ne peut employer des fentes beaucoup plus larges que lorsque le monochromateur était utilisé pour fournir seul la résolution requise et on peut maintenant utiliser toute la lumière dans l'image stellaire.

L'ensemble du système laisse passer l'intervalle de longueurs d'onde compris dans une des bandes passantes de l'étalon et, pour explorer le spectre, il faut déplacer cette bande passante d'une façon continue sur un certain domaine de longueurs d'onde. On peut y arriver en faisant varier, soit la séparation optique des surfaces, soit l'angle d'incidence ; il vaut mieux, pour des raisons données ci-dessous, faire varier la séparation, mais il est tellement plus simple de faire varier l'angle d'incidence θ que nous avons choisi de le faire dans nos expériences préliminaires. On fait changer la longueur d'onde transmise par l'étalon à une vitesse constante, en utilisant un moteur synchrone et une came pour incliner l'étalon de telle façon que cos θ varie linéairement avec le temps. Simultanément, on fait varier la longueur d'onde transmise par le monochromateur en utilisant un autre moteur syn-

chrone pour faire tourner un de ses prismes, de sorte que la bande passante de l'étalon reste au centre de la bande passante du monochromateur. La largeur de fente nécessaire pour transmettre toute la lumière stellaire et la dispersion du monochromateur déterminent l'intervalle entre ordres minimum de l'étalon et par suite, la plus grande séparation des lames qui soit permise. La résolution effective en longueur d'onde avec les lames sous incidence normale est alors déterminée par le nombre effectif de faisceaux interférents (qui dépend de la qualité de la surface et de la réflectance). La surface d'étalon utilisée est telle que la largeur finie de la fente de sortie nécessaire a un effet négligeable sur la largeur de la bande passante sous incidence normale. Toutefois, au cours de l'exploration, comme θ augmente, la largeur due à la fente finie augmente et devient prédominante. On peut montrer que la largeur δ_λ est alors donnée par :

$$\delta_\lambda \sim \frac{2S\,\lambda_0^{1/2}}{f}\,(\lambda_\theta - \lambda_0)^{1/2} \qquad (1)$$

où λ_0 est la longueur d'onde centrale de la bande passante sous incidence normale, λ_θ est cette longueur d'onde quand l'étalon est incliné d'un angle θ, S est la largeur de la fente de sortie du monochromateur et f est la distance focale de la lentille collimatrice placée devant l'étalon.

Cette augmentation progressive de la largeur instrumentale au cours de l'exploration montre l'inconvénient de balayer en inclinant l'étalon. Nous avons pu employer cette méthode parce que la largeur de fente nécessaire pour recevoir l'image d'une étoile était petite et que nous n'explorions qu'un petit intervalle de longueurs d'onde. On peut réduire la perte de résolution en utilisant des lames d'étalon plus grandes et, par suite, une plus grande distance focale f pour le collimateur.

Dispositif expérimental. — La figure 1 montre l'étalon monté expérimentalement sur notre monochromateur à Asiago, le couvercle de son enceinte étanche à la lumière étant enlevé. On peut voir, sous la boîte de l'étalon, le levier d'inclinaison, le suiveur de came et la came. On règle l'intervalle angulaire d'exploration en faisant glisser le suiveur de came le long du bras et en déplaçant ensuite en conséquence l'ensemble de la came et du moteur. Ceci règle à la fois la vitesse et le domaine d'exploration, puisque la portée de la came et la vitesse de rotation sont fixes. On doit régler le monochromateur pour qu'il balaye en longueur d'onde à la même vitesse que l'étalon, de sorte que leurs bandes passantes restent en coïncidence. Des contacts, actionnés par la came, arrêtent le balayage du monochromateur automatiquement à la fin du balayage de l'étalon et le remettent en route au début du balayage suivant. Dans l'intervalle, on ramène à la main le monochromateur à la longueur d'onde de départ choisie à l'avance.

L'étalon se compose d'une paire de plans de 32 mm, dont on utilise le centre sur 1 cm. Les surfaces réflectrices sont constituées de 5 couches diélectriques ; les surfaces actuelles sont d'assez mauvaise qualité et leurs irrégularités limitent la résolution à 1/13 d'ordre environ. Comme cales, on utilise des fils de 90 μ de diamètre, ce qui donne un intervalle entre ordres de 11 Å pour λ 4 471. La transmission de l'étalon est d'environ 60 % pour cette longueur d'onde.

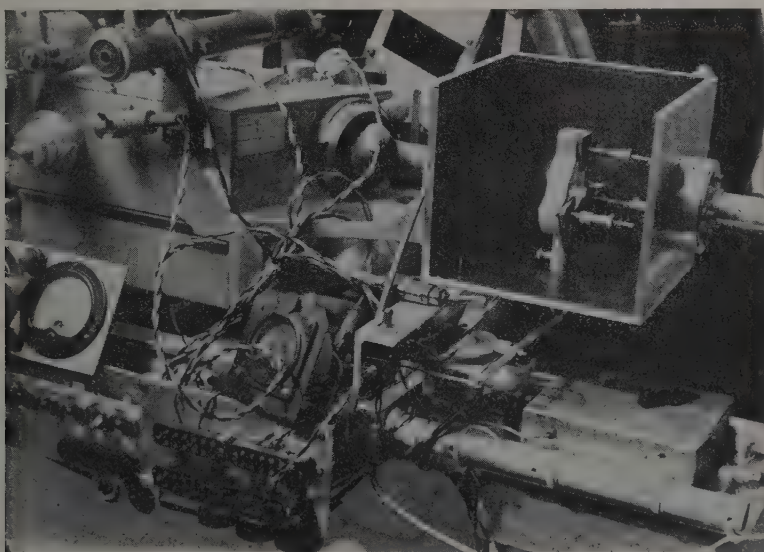


Fig. 1.

On peut tourner l'étalon à la main de 90°, de sorte qu'on peut régler son parallélisme *in situ* en regardant des franges circulaires devant un écran éclairé par un tube à décharge à hélium.

Essais et performances de l'instrument. — *a*) PERFORMANCE CALCULÉE ET ESSAIS DE LABORATOIRE. — Le tableau 1 donne les valeurs de la largeur en angström, calculées à partir de (1), après balayage de 11, 22 et 33 Å, en partant de l'incidence normale. Une lentille collimatrice de 9 cm de distance focale était utilisée devant l'étalon et on suppose une longueur d'onde moyenne de 4 471 Å.

Ces nombres sont aussi portés graphiquement sur la figure 2 ; les courbes 1, 2 et 3 représentent la largeur calculée après 11, 22 et 33 Å de balayage respectivement. La courbe M montre, pour permettre la comparaison, la largeur de la bande passante du monochromateur sans étalon. Les mesures expérimentales confirmèrent les résultats calculés, sauf à l'extrémité inférieure, où la largeur naturelle des bandes passantes de l'étalon (due, dans ce cas, principalement aux irrégularités des lames de l'étalon) devient importante. Les performances réelles dans cette région sont données par les courbes pointillées.

TABLEAU I

ANGLE D'INCLINAISON EN DEGRÉS	INTERVALLE D'EXPLORATION EN Å	LARGEUR EN Å A LA FIN DE L'EXPLORATION			
		LARGEUR DE FENTE EN μ			
—	—	100	500	1 000	1 500
4,1	11	0,35	1,8	3,5	5,3
5,7	22	0,50	2,5	5,0	7,5
6,9	33	0,60	3,0	6,0	9,1

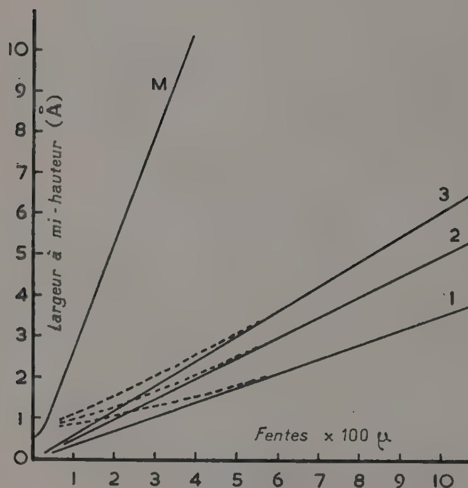


FIG. 2.

Les mesures ont été effectuées en réglant le monochromateur pour transmettre la raie 4 471 Å émise par un tube à décharge à hélium. On inclinait alors l'étalon pour transmettre cette raie dans plusieurs ordres successifs, en partant de l'incidence normale et en réglant l'épaisseur de l'étalon de façon que cette raie soit transmise pour l'incidence normale. On mesurait la largeur des profils enregistrés des ordres successifs pour plusieurs valeurs de la largeur de la fente du monochromateur. Cela revient à mesurer la largeur après des intervalles successifs de 11 Å, l'étalon et le monochromateur explorant simultanément.

b) ESSAIS ASTRONOMIQUES. — (i) On a exploré la raie d'absorption Hγ dans le spectre de la lumière solaire diffusée et le résultat est donné figure 3. On a fait les balayages (a) et (b) en utilisant l'étalon

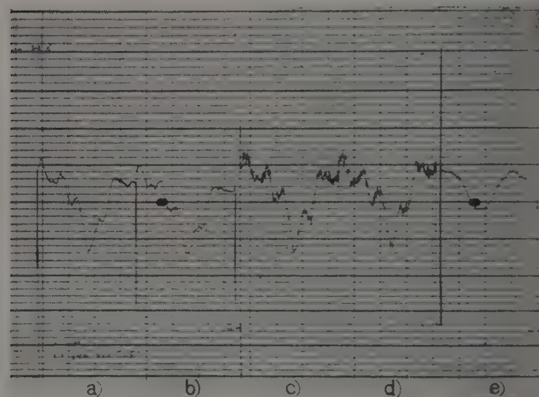


FIG. 3. — Balayages répétés de la raie d'absorption Hγ dans le spectre de la lumière solaire diffusée.
Balayages (a) et (b). — Étalon, plus monochromateur avec des fentes de 200 μ.
» (c) et (d). — Monochromateur seul avec des fentes de 50 μ, donnant à peu près la même résolution que (a) et (b), le gain de l'amplificateur était multiplié par 3.
» (e). — Monochromateur seul avec des fentes de 200 μ.
Chaque balayage prenait 4 minutes ; la constante de temps de l'enregistrement était de 1 seconde ; l'intervalle de balayage, 20 Å.

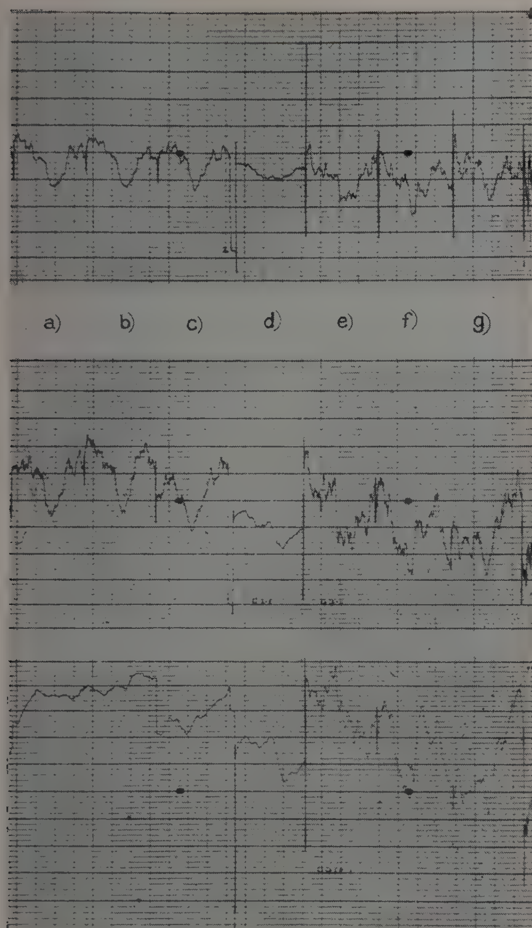


FIG. 4. — Balayages répétés de la raie d'absorption Hγ dans le spectre de oUMa, de la classe spectrale G0.

Trace (ii). — Signal de sortie de la cellule photoélectrique qui explore le spectre.

Trace (iii). — Signal de sortie de la cellule de comparaison, montrant les variations de la lumière (blanche) totale, après la fente d'entrée.

Trace (i). — Rapport de (ii) et (iii) ; profils spectraux corrigés des variations de la lumière totale traversant les fentes d'entrée.

Balayages (a) à (c). — Étalons, plus monochromateur avec fentes de 400 μ.

(d) . — Monochromateur seul avec fentes de 400 μ.

(e) à (g). — Monochromateur seul avec fentes de 75 μ, donnant à peu près la même résolution que les balayages (a) à (c), avec le gain de l'amplificateur multiplié par 3.

Chaque balayage prenait 4 minutes ; constante de temps : 10 secondes ; intervalle de balayage : 20 Å.

et le monochromateur avec des fentes larges, on a fait les balayages (c) et (d) sans l'étalon, mais en réduisant la largeur de fente du monochromateur pour donner la même résolution en longueur d'onde. L'augmentation des fluctuations résulte de la diminution de la lumière transmise par les fentes plus étroites. On a augmenté le gain de l'amplificateur pour conserver à peu près la même déviation de l'enregistreur. L'enregistrement (e) montre un balayage avec le monochromateur seul et des largeurs de fentes identiques à celles utilisées pour les balayages avec l'étalon.

(ii) On a fait des essais analogues de balayages avec la raie d'absorption de Hγ dans le spectre de oUMa, une étoile de la classe spectrale G0. Ils sont représentés sur la figure 4 et ils illustrent les deux avantages obtenus par l'emploi de l'étalon. La largeur plus grande des fentes avec l'étalon se traduit par un gain de lumière qui, dans ce cas, est de l'ordre de 3, en dépit du fait que la transmission de cet étalon n'est que de 60 % ; il y a également une diminution importante des fluctuations produites par le déplacement de l'image stellaire sur la fente sous l'influence de la turbulence de l'atmosphère. On peut le voir en comparant les fluctuations sur la courbe (iii), qui est un enregistrement de la lumière non dispersée, après la fente d'entrée, pendant des balayages avec et sans l'étalon. Les fluctuations avec l'étalon sont surtout produites par des variations de transparence de l'atmosphère dues à la brume, car ces tests ont été faits pendant une nuit particulièrement mauvaise. Ce sont les fluctuations dues à l'obstruction par les lèvres de la fente qui sont les plus difficiles à supprimer par compensation [2], et leur absence se traduit par la qualité améliorée des balayages faits avec l'étalon.

REMERCIEMENTS. — Nous sommes reconnaissants au Pr L. Rosino et aux autorités de l'Université de Padoue de nous avoir permis d'utiliser le télescope de 120 cm d'Asiago au Dr J. Ring d'avoir préparé les couches réflectrices diélectriques des lames d'étalon et au Dr H. J. J. Braddick pour son aide et ses conseils.

RÉFÉRENCES

[1] JACQUINOT (P.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, **44**, 761.
[2] GEAKE (J. E.) et WILCOCK (W. L.), *Month. Not. Roy. Astr. Soc.*, 1956, **116**, 561.

DISCUSSION

Chabbal. — L'addition du Fabry-Perot vous a permis, à résolution donnée, de multiplier par quatre la largeur des fentes du monochromateur

à prisme. Vous obtiendriez un gain équivalent et même supérieur par simple remplacement du monochromateur à prisme par un monochromateur à réseau. Qui plus est, le facteur de réflexion de ce seul réseau est supérieur au facteur de transmission de l'association du prisme et du F.-P.

J. E. Geake. — Oui, mais il nous a paru plus simple d'améliorer le monochromateur existant par addition du F.-P., que de refaire toute l'installation.

J. G. Hirschberg. — Vos enregistrements montrent de façon frappante que, dans ce cas, une multiplication par trois du flux envoyé au récepteur se traduit par un gain du rapport signal/fluctuation très supérieur au gain $\sqrt{3}$ qui serait obtenu si l'augmentation de la largeur des fentes n'annihilait pas les fluctuations dues à la turbulence atmosphérique.

W. L. Wilcock, en réponse à G. Courtès. — Notre appareil permet d'étudier jusqu'aux étoiles de 5e magnitude.

UTILISATION D'UN INTERFÉROMÈTRE ENREGISTREUR ASSOCIÉ A UN MONOCHROMATEUR A PRISMES POUR L'ÉTUDE DES STRUCTURES DE RAIES RAMAN

Par R. DUPEYRAT,
Laboratoire des Recherches Physiques de la Sorbonne.

Sommaire. — La distance relativement grande des différentes raies de diffusion du spectre Raman d'un corps (de l'ordre de quelques dizaines de cm^{-1}) est un élément favorable pour l'utilisation d'un ensemble monochromateur à prismes-interféromètre enregistreur qui permet un gain de lumière important sur l'utilisation d'un spectromètre à prisme de résolution identique. Nous donnons un enregistrement d'une raie ν_1 de $GeCl_4$ obtenu avec ce montage.

Quelques difficultés apparaissent cependant pour des raies très proches de la raie excitatrice, ou pour des raies relativement peu intenses ; on est obligé de tenir compte de la superposition de la raie excitatrice et des raies Raman.

On donne des solutions à ces difficultés et on les justifie : utilisation d'un monochromateur double, de filtres à liquides, de filtres interférentiels ou d'un interféromètre double.

Abstract. — The relatively large distance between components of the Raman spectrum of a given substance (about some ten cm^{-1}) is a reason for using coupled prism-monochromator — recording interferometer ; this gives an important luminosity improvement, compared to the prism-spectrometer having the same resolving power. A record of a ν_1 line from $GeCl_4$ obtained with this device is given.

There arise some difficulties, however, for lines near the incident line, or for relatively weak ones. There must be explained by superposition of incident and Raman lines.

Methods are given to solve these difficulties : use of double monochromator, liquid filters, interference filters or double interferometer.

L'ordre de grandeur de la distance des raies Raman dans le spectre de diffusion d'un liquide est de 50 à 100 cm^{-1}, soit de 10 à 20 Å. L'analyse d'un tel spectre nécessitant beaucoup de lumière, l'association d'un monochromateur à fentes et d'un interféromètre est plus lumineuse que le spectromètre à fentes utilisé à résolution équivalente.

Le montage réalisé comprend un spectromètre à trois prismes utilisé en monochromateur : hauteur des prismes 10 cm, ouverture de l'objectif de chambre $f/8$, dispersion 10 à 14 Å/mm dans le bleu ; et un interféromètre enregistreur : diamètre des lames 7 cm, distance $e = 0,4$ mm, intervalle spectral libre 12,5 cm^{-1}.

L'association est réalisée de telle façon que l'image des anneaux soit conjuguée de la lentille du collimateur du monochromateur à prismes et que les lames soient conjuguées des fentes du monochromateur (a, b, a', b') (*fig.* 1).

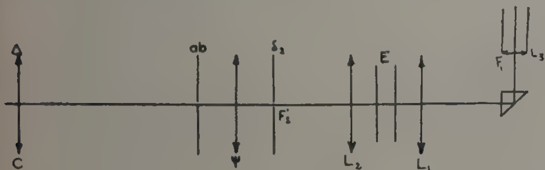


FIG. 1.

La condition d'association correspond à l'égalité des étendues de faisceaux des deux appareils.

L'étendue géométrique du monochromateur à prismes est :

$$\mathcal{E}_s = \lambda \frac{R_{0m}}{R_m} H\beta$$

avec λ : longueur d'onde de la lumière reçue ; R_{0m} : résolvance intrinsèque du monochromateur à prismes ; R_m: résolution de l'appareil tel qu'il est utilisé ; H : hauteur des prismes ; β : hauteur angulaire de la fente d'entrée (ou de sortie) mesurée du centre du collimateur (ou de l'objectif de chambre) ; celle de l'interféromètre est

$$\mathcal{E}_I = \frac{2\pi S}{R_{0I}}$$

avec S : surface utile des lames interférométriques ; R_{0I} : résolution de l'interféromètre.

Il faut remarquer que la surface utile de l'interféromètre est celle du rectangle de dimensions ka' et kb' inscrit dans ces lames (a' et b', dimensions linéaires de la fente de sortie du monochromateur à prismes) limité par l'image des fentes du spectromètre à prismes. $d\lambda/dx'$ étant la dispersion linéaire du monochromateur, on peut écrire

$$R_m = \frac{\lambda}{a' \frac{d\lambda}{dx'}}$$

$$\frac{2\pi k^2 a'b'}{R_{0I}} = \lambda \frac{R_{0m}}{\lambda} a' \frac{d\lambda}{dx'} H\beta$$

($\beta = \frac{b'}{F'}$, F' distance focale de l'objectif de chambre)

on tire de cette expression :

$$k = \sqrt{\frac{R_{0m}\,R_{0I}}{2\pi}\frac{d\lambda}{dx'}\frac{H}{F'}}$$

en prenant

$R_{0m} = 10^5$, $R_{0I} = 4.10^4$, $d\lambda/dx' = 14.10^{-7}$, $H/F' = 1/8$, il vient $k = 10$.

La hauteur de fente est déterminée par la construction du monochromateur à prismes. La largeur dépend par contre de la distance des raies dans le spectre étudié.

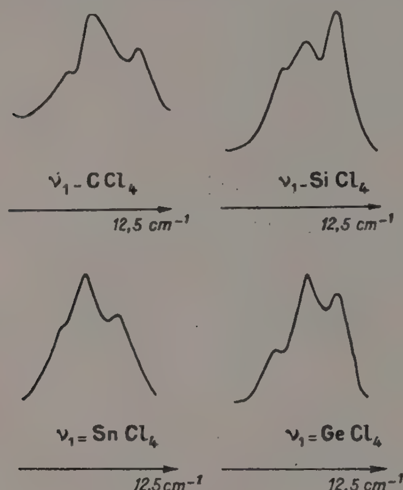


Fig. 2.

Ici $b' = 10$ mm, l'interféromètre utilisé a des glaces un peu trop petites (70 mm au lieu de 100).

$a' = 2$ mm au maximum, on n'utilise que 20 mm de largeur de l'interféromètre.

(Chabbal, *Thèse*, 1957, fait ces calculs séparément en considérant les étendues linéaires dans le sens de la dispersion et perpendiculairement ; les résultats sont plus simples, mais du même ordre de grandeur.)

Ces calculs mettent en relief la différence de symétrie entre les deux appareils et le mauvais rendement qui en dérive. Cependant le seul fait d'ouvrir les fentes du monochromateur permet de gagner de la lumière, le gain étant supérieur à la perte due au fait que la transparence de l'étalon est inférieure à l'unité (de l'ordre de 0,5 en général).

Nous avons étudié avec ce montage des raies de diffusion de corps de la série XY_4 (X halogène).

Nous avons enregistré sans difficulté les raies ν_1 qui sont les plus intenses et assez écartées de la raie excitatrice. Les enregistrements sont reproductibles bien que le système ne fonctionne pas en double faisceau (ce qui serait certainement préférable, mais de réalisation plus compliquée) (*fig.* 2-3).

En fait, il faut reconnaître que nous travaillons souvent avec des constantes de temps qui vont de 10 à 100 secondes.

Pour les autres raies qui sont plus faibles en général, les enregistrements sont difficilement reproductibles et ceci est dû, selon nous, à deux types de difficultés :

1. Diffusion, par le verre des prismes, des raies Rayleigh du corps étudié (en supposant la lumière parasite primaire entièrement éliminée).

On peut calculer l'étendue de faisceau du flux diffusé par les prismes ; le calcul donne $\mathcal{E}_p = q/R_m^2$, q étant un facteur de proportionnalité.

Le contraste d'une raie Raman sera donc donné par $\mathcal{E}_s/\mathcal{E}_p \sim R_m$ il sera d'autant plus grand que R_m sera plus grand (tant que le $\lambda/\partial\lambda$ de la raie est supérieur à R_m).

La condition R_m grand est en contradiction avec celle du rendement lumineux de l'association qui

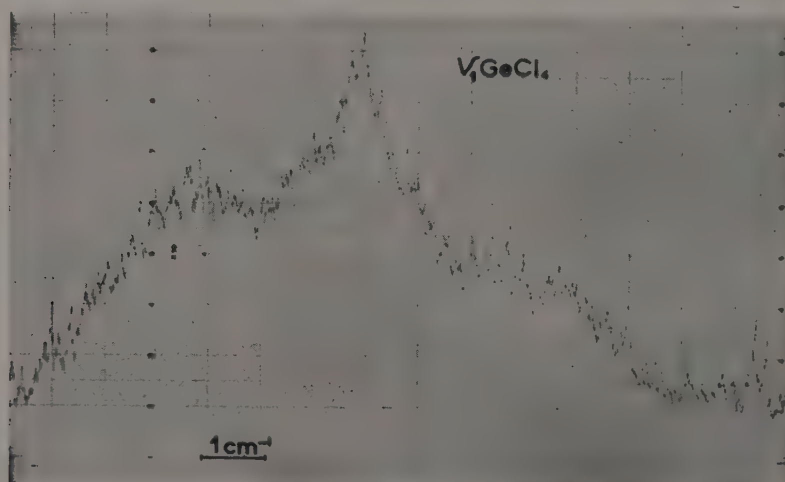


Fig. 3.

exige l'ouverture des fentes donc un R_m petit.

L'effet précédent sera d'autant plus important que la raie sera plus faible.

On pourrait filtrer la lumière, mais le meilleur remède serait une utilisation plus judicieuse des prismes du monochromateur avec focalisation intermédiaire (monochromateur multiple).

2. Diffraction. Étalement des pieds du profil de diffraction de la raie Rayleigh donnée par le monochromateur à prismes sur les raies voisines, par exemple à 100 cm^{-1}.

Ces pieds sont très importants en général (*fig.* 4).

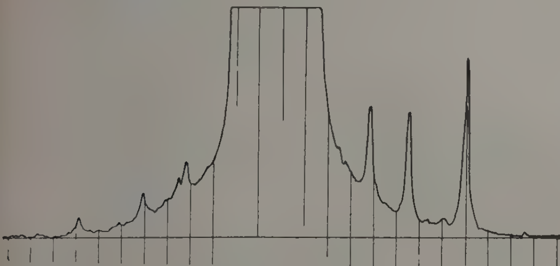


FIG. 4. — Spectre Raman de CCl_4 excité par 4 358 Å.

Nous avons cherché une solution universelle à cette difficulté. On peut, en effet, utiliser pour chaque raie un filtre particulier à grand contrasté centré sur la raie à étudier. C'est une solution très onéreuse. Nous avons récemment montré que l'utilisation d'un interféromètre à filtres interférentiels pouvait résoudre le problème. Nous n'avons pas encore pu exploiter cette solution.

En résumé, l'étude expérimentale des raies Raman à l'aide d'un spectromètre interférentiel est encore une technique difficile, il semble qu'elle puisse être payante dans un avenir assez proche.

DISCUSSION

P. Jacquinot. — Les résultats présentés par R. Dupeyrat peuvent sembler un peu pessimistes quant à l'utilisation du F.-P. pour les études d'effet Raman. Mais il faut remarquer que :

1) R. Dupeyrat a abordé le problème de la *structure* des raies Raman et non de leur *mesure*, ce qui implique un pouvoir de résolution beaucoup plus élevé.

2) Même pour les structures étudiées le pouvoir de résolution paraît trop élevé, ce qui diminue beaucoup l'efficacité de la mesure. On se trouve dans la situation de chercher à recueillir *plus* d'information que l'objet n'en contient. Tous les espoirs restent donc permis pour les études Raman avec les résolutions habituelles.

E. Ingelstam. — Dans le cas où la limite de résolution nécessaire est d'environ 15 Å correspondant à environ 1 mm dans le plan du spectre, une méthode d'exploration par fentes multiples à écartement variable donnerait probablement des résultats intéressants. Au sujet de cette technique donnant la transformée de Fourier de la région spectrale, on pourra consulter ma communication (dernière section). Pour chaque $\Delta\sigma$ présent dans le spectre Raman, des pics d'amplitude nets et bien mesurables apparaissent dans la transformée de Fourier. Tout le flux lumineux est conservé et la présence de la raie excitatrice ne gêne pas autrement que par son bruit. Dans la transformée de Fourier complète sont contenues toutes les informations au sujet des intensités, positions, dissymétries des composantes.

P. Connes. — L'étude des spectres Raman est, vu le faible nombre de raies, un des problèmes où l'emploi du SISAM serait justifié dans le visible. Il serait commode d'utiliser à la place de réseaux des prismes à vision directe qui donneraient un gain d'étendue de l'ordre de 10 à 20 par rapport au SISAM à réseau (ou au Fabry-Perot) et un gain de transparence de l'ordre de 3 ou 4 par rapport au Fabry-Perot intégral, soit un gain de flux lumineux de l'ordre de 50. Il est prudent de compter que le bruit de photons ferait perdre un facteur du même ordre de grandeur ; l'appareil, sans donner un meilleur rapport signal/bruit que le Fabry-Perot intégral conserverait l'avantage de la simplicité.

UTILISATION DE L'INTERFÉROMÈTRE FABRY-PEROT EN ASTRONOMIE

Par J. RING et N. J. WOOLF,
Université de Manchester, Grande-Bretagne.

Résumé. — Présentation des utilisations faites du Fabry-Perot dansl es différents domaines de résolution. Diagramme permettant les comparaisons avec les réseaux dans les différents domaines. 1) Utilisation de filtres interférentiels ; étude du système optique (Schmidt) permettant l'adaptation des étendues. 2) Pour le domaine $\mathcal{R} \simeq$ 5 000 l'avantage de luminosité est étroitement lié aux conditions de « seeing ». Description d'un interféromètre à balayage par variations de pression supérieures à une atmosphère. 3) Projet d'équipement pour $\mathcal{R} \simeq$ 100 000 utilisant un réseau et un Fabry-Perot à balayage simultané sous pression et à comptage de photons.

Abstract. — The Fabry-Perot interferometer is compared with the diffraction grating and its astronomical uses at three different resolving powers are discussed. 1) Monochomatic photography through interference filters. A description is given of two optical systems designed to increase the photographic speed of a large telescope whilst correcting its aberration. 2) Photoelectric spectrpmetry of stars with $\mathcal{R} \simeq$ 5,000. The gain in luminosity is shown to depend on seeing conditions. An interferometer is discribed which uses high-pressure scanning and gases of high refractivity. 3) Design of a spectrometer for $\mathcal{R} \geqslant$ 100,000 using a grating and a Fabry-Perot scanned simultaneously by pressure ; the technique of photon counting is recommended.

La grande supériorité de l'interféromètre Fabry-Perot sur les réseaux de diffraction en ce qui concerne le produit résolution-luminosité rend cet instrument spécialement utile en astronomie expérimentale où l'on désire obtenir les spectres d'objets très faibles avec des pouvoirs de résolution variés.

Courtès [1] a montré comment la photographie à travers des filtres interférentiels peut fournir simultanément les intensités monochromatiques d'un grand nombre de points de l'objet. En considérant la géométrie d'un interféromètre alimenté par un télescope astronomique, on voit que le rôle du télescope se borne à diminuer l'angle de champ de l'interféromètre dans le rapport des diamètres de l'interféromètre et du télescope, tout en maintenant constante la brillance de l'image finale.

Basse résolution ($\mathcal{R} \simeq$ 100). — Un filtre interférentiel avec une largeur de bande de 50 Å (à 5 000 Å) doit avoir un diamètre de 4 cm pour accepter l'étendue fournie par un miroir de 120 cm dans un champ de 1° (*fig.* 1). Il est relativement aisé de construire un filtre de 10 cm de diamètre qui peut alors être placé dans le faisceau convergent au voisinage du foyer du miroir et qui admet l'angle de 1° avec une luminosité légèrement supérieure sans nécessiter un collimateur. Avec un tel système des nébuleuses ont été photographiées en émission en lumière monochromatique. Il est courant de transformer l'ouverture relative du télescope de façon à augmenter la vitesse photographique, et les aberrations du système optique limitent sévèrement la définition [2] au delà d'un champ de 1°. (Le coma et l'astigmatisme, pris ensemble, atteignent 17″ à 0,5° de l'axe d'un miroir parabolique $f/5,0$.) Deux systèmes ont été élaborés afin de rephotographier le plan focal d'un paraboloïde de 12 cm ouvert à $f/5$ (à travers un filtre interférentiel) avec une ouverture relative finale de $f/1,0$ et en corrigeant les aberrations du miroir jusqu'à environ 3″ sur un champ de 1°.

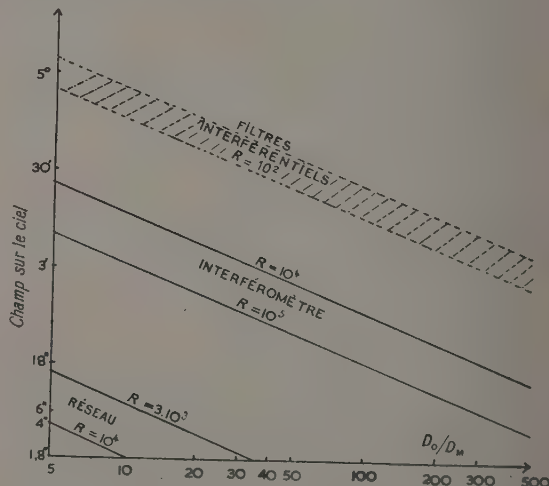


Fig. 1. — Champ angulaire sur le ciel correspondant à un monochromateur associé à un télescope.

Le premier système comprend un collimateur parabolique suivi d'une chambre de Schmidt (*fig.* 2) L'ensemble de deux miroirs concaves paraboliques de même foyer est exempt d'aberration sphérique, de coma et d'astigmatisme sur un champ notable ; ainsi la chambre de Schmidt reçoit des ondes planes et les images sont exemptes d'aberrations. En traçant les rayons, on a pu montrer qu'un système de ce type aura des images finales correspondant

à moins de 2″ sur le ciel dans un champ de 1°. Un collimateur de 30 cm de diamètre et une chambre de 20 cm ouverte à $f/1,0$ sont en construction pour cet usage à Asiago.

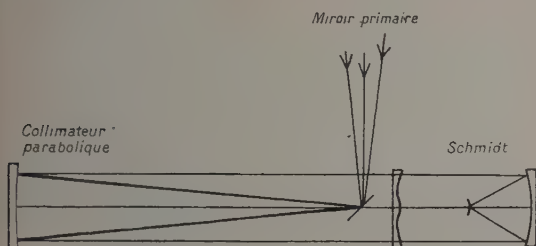


Fig. 2. — Collimateur parabolique et chambre de Schmidt.

Le second système, dessiné par le Dr C. G. Wynne, est un objectif beaucoup plus petit à 4 éléments (*fig.* 3). Il se comporte comme un collimateur et fournit des fronts d'ondes représentés sur la figure 4 à une chambre de Schmidt de 10 cm. Ici aussi les aberrations sont réduites à une valeur tolérable et la limite de résolution est imposée par le grain de la plaque photographique.

Résolution moyenne ($\mathcal{R} \simeq 5\,000$). — La résolution est souvent appliquée aux étoiles de manière inefficace parce que la fente du spectromètre n'utilise pas toute la lumière collectée par le miroir. Pour un certain nombre de problèmes une exploration successive de quelques dizaines de points de l'objet est suffisante et les détecteurs photoélectriques sont avantageux. Dans de tels cas, l'utilisation d'un interféromètre en série avec un monochromateur est indiquée. Un instrument typique est le spectrographe à 3 prismes utilisé par Geake et Wilcock [3] avec le télescope de 125 cm d'Asiago. Par une bonne nuit, l'image stellaire a un diamètre de 4″, équivalente à 5 Å pour $\lambda = 4\,400$ Å. Ainsi une résolution plus élevée ne

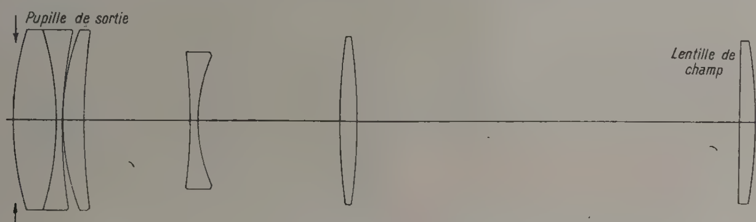


Fig. 3. — Objectif collimateur à quatre éléments, de 50 cm de focale (pour miroir parabolique de 125 cm $f/5$).

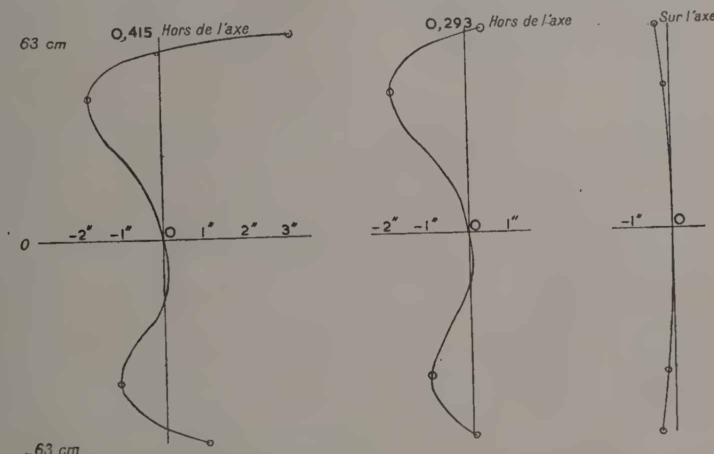


Fig. 4. — Front d'ondes émergeant du collimateur à quatre éléments.
Aberration angulaire dans l' « espace-étoile » pour le collimateur de 50 cm avec le miroir parabolique de 125 cm $f/5$.

peut être obtenue qu'en perdant de la lumière. Wilcock et Geake ont décrit un interféromètre à inclinaison qui est une première tentative pour accroître le produit luminosité × résolution, mais qui n'était pas entièrement satisfaisant pour deux raisons. Premièrement, la nécessité d'employer, avec l'interféromètre à inclinaison une surface des lames plus grande qu'avec l'instrument travaillant

sur l'axe, diminuait la finesse disponible, car l'effet dominant était la courbure d'ensemble des surfaces. On peut montrer qu'un interféromètre à inclinaison utilisé ainsi et explorant un ordre entier doit avoir un diamètre d'environ $4\sqrt{N}$ fois plus grand qu'un instrument travaillant sur l'axe, N étant le nombre équivalent de faisceaux interférents. Deuxièmement, la forme de raie instrumentale variait au cours de l'exploration, introduisant ainsi une asymétrie dans le profil des raies, et ne permettant pas le balayage en « dents de scie ».

Nous avons développé un interféromètre à balayage par pression destiné à être utilisé avec ce spectromètre. Puisque des disques d'un « seeing » de 8″ ne sont pas exceptionnels et que la dispersion du prisme tombe du côté des grandes longueurs d'onde, il fut jugé désirable d'explorer un domaine d'environ 15 Å. Il semble qu'il y a beaucoup d'autres applications pour un interféromètre explorant un ordre de 15 Å avec une bande passante d'environ 1 Å (par exemple comme spectrohéliographe).

Les techniques d'exploration existantes sont l'exploration par pression (en dessous de la pression atmosphérique) et les méthodes mécaniques mettant en jeu des ressorts. La première méthode ne permet qu'un domaine de 1,5 Å avec l'air, et la seconde ne semble pas souhaitable dans une utilisation sur un télescope destiné à prendre des orientations variées. Un calcul théorique a montré que l'on pouvait disposer de réfractivités de l'ordre de 3 à 5 fois celle de l'air, ce qui signifie que des pressions de quelques atmosphères sont suffisantes.

Nous avons développé un système (*fig.* 5) qui

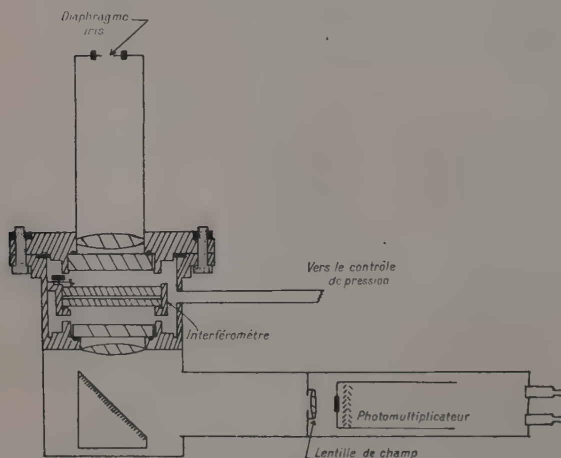


Fig. 5. — Interféromètre à balayage par presssion.

utilise un mano-détendeur sensible entraîné par un moteur synchrone, il permet d'augmenter, dans une chambre fermée par des fenêtres de 7,5 cm, la pression de 1 à 4,7 atmosphères de propane ou d'Arcton 3($CClF_3$). Ces gaz donnent un domaine d'exploration de 20 Å et 13 Å à 4 400 Å. Une finesse totale de 30 permet d'obtenir des franges dont la demi-largeur est inférieure à 1 Å. L'appareil sera bientôt emmené à Asiago où l'on espère obtenir des limites de résolution de 0,25 Å en utilisant la totalité de l'image de l'étoile.

Si un tel filtre remplaçait les cinq éléments les plus épais d'un filtre polarisant de Lyot, il donnerait un gain de transmission et éviterait la nécessité d'une stabilisation de température. La facilité avec laquelle le filtre peut être accordé, ainsi que son prix relativement bas, en font une solution attrayante pour l'étude des protubérances solaires, etc.

Il apparaît probable que le balayage par pression peut être étendu pour couvrir de plus grands domaines. L'arcton 3 a une tension de vapeur de 34 atmosphères à 20 °C, ce qui permet une exploration d'au moins 100 Å (à 4 400 Å). A ces pressions, une fenêtre de 5 cm de diamètre doit être épaisse de 2 cm seulement. Ainsi le pont peut être établi entre le filtre interférentiel en coin [5] et l'interféromètre à balayage par pression.

Haute résolution ($\mathcal{R} \sim 100\,000$). — En spectroscopie stellaire à haute résolution, un réseau ayant un diamètre égal à 1/10 de celui du miroir du téléscope, utilisé dans des endroits spécialement choisis pour leurs bonnes conditions d'observation, permet d'atteindre $\mathcal{R} = 10\,000$ sans perte de lumière à la fente. Il existe des problèmes (par exemple : profil des raies d'absorption interstellaires) qui exigent un pouvoir résolvant de 200 000 : l'interféromètre permettra de l'atteindre sans perte sérieuse.

Les télescopes européens ne bénéficient pas, en général, d'aussi bonnes conditions d'observation et les grands réseaux échelettes ne sont pas facilement disponibles. Nous avons cependant dessiné un spectrographe destiné à être utilisé avec le télescope de 120 cm. d'Asiago ; en travaillant avec un interféromètre, il permettra d'atteindre un pouvoir résolvant de 10^5 avec une faible perte de lumière. Un réseau de 7,5 cm. (angle de blaze 30°) admet une image stellaire de 4″ avec $\mathcal{R} = 3\,000$ (*fig.* 1). Il est suivi d'un interféromètre de 2,5 mm de diamètre avec une finesse effective présumée de 33. Nous examinerons la possibilité d'atteindre une finesse plus élevée sur une surface de lame aussi restreinte.

Pour des raisons de commodité le réseau et l'interféromètre seront dans la même enceinte étanche à la pression, et seront explorés simultanément par un gaz sous pression permettant d'explorer successivement 500 éléments spectraux si cela est nécessaire. Le système complet sera plus rapide que le même réseau utilisé photographiquement jusqu'à ce qu'on dépasse le nombre de

2 000 éléments spectraux explorés. On demandera au système de travailler à des niveaux de lumière très faibles (moins de 100 photons par seconde) et des expériences auxiliaires ont montré que c'est la photométrie par comptage d'impulsions qui donne le meilleur rapport signal/bruit. La sortie d'un photomultiplicateur refroidi alimente un compteur d'impulsion et un enregistreur potentiométrique à plume, ce dernier permettant l'introduction d'une compensation des fluctuations de transparence.

Un tel instrument permet d'explorer 100 éléments spectraux d'une étoile de 6e grandeur avec un pouvoir de résolution $R = 10^5$, et une erreur de $\pm$ 3 % sur une observation durant une nuit. Il faut noter que des courants d'obscurité de photomultiplicateurs correspondant à 20 impulsions par seconde ont été observés à la température ambiante, et que, en conséquence, l'application des techniques multiplex ne devient avantageuse que lorsque le nombre d'impulsions dans le canal correspondant à chaque signal devient notablement plus faible.

Note ajoutée à la correction. — Les expériences annoncées dans cette communication ont été faites à Asiago avec un plein succès, démontrant ainsi la valeur de cette méthode. Leurs résultats seront publiés prochainement.

BIBLIOGRAPHIE

[1] COURTÈS (G.), *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **231**, 1283.
[2] RING (J.), *Observatory*, 1956, **75**, 250.
[3] GEAKE (J. E.) et WILCOCK (W. L.), *M. N. R. A. S.*, 1956, **116**, 561.
[4] GEAKE (J. E.) et WILCOCK (W. L.), *M. N. R. A. S.* (sous presse), 1957, **117**, 380.
[5[LENOUVEL (F.) et RING (G.), *C. R. Acad. Sci.* 1955, **240**, 276.

DISCUSSION

G. Courtès. — La solution qui consiste à remplacer la lentille de champ par un miroir parabolique concave est excellente pour les petits télescopes, mais j'ai dû renoncer à l'employer avec le télescope de 193 cm de l'observatoire de Haute-Provence, car le miroir collecteur atteindrait des dimensions prohibitives.

J. Ring. — Le diamètre du miroir que j'utilise est de 30 cm ; il est plus facile à réaliser que le système à lentilles (et présente de plus l'avantage d'être achromatique). Mais celui-ci serait préférable pour un télescope de plus de 120 cm d'ouverture.

LARGEUR DE LA RAIE OI λ 5 577 DU CIEL NOCTURNE ET DES AURORES

Par E. B. ARMSTRONG,
Department of Applied Mathematics, The Queen's University of Belfast.

Résumé. — On décrit des observations du profil de la raie verte de OI dans le ciel nocturne et les aurores boréales, faites à l'aide d'un interféromètre de Fabry-Perot photoélectrique. La température de la région d'émission du ciel nocturne semble être comprise entre 180 et 220 °K, la valeur la plus probable étant 190 °K. Les régions des aurores émettant la raie verte semblent avoir une température de 255 à 540 °K. On décrit une méthode pour évaluer les largeurs de raies à partir de franges superposées à un fond lumineux.

Abstract. — Observations of the OI green line profiles in the airglow and aurorae, made with a photoelectric Fabry-Perot interferometer, are described. The temperature of the region emitting the airglow radiation appears to be between 180 °K and 220 °K, the most likely value indicated being 190 °K. Auroral regions emitting the green line appear to range in temperature from 255 °K to 540 °K. A method of estimating line widths from fringes in the presence of background light is described.

Introduction. — Des observations préliminaires de la largeur de la raie OI λ 5 577, faites avec un interféromètre Fabry-Perot photoélectrique, suivant le principe développé par Jacquinot et Dufour [1], ont déjà été décrites [2]. Une discussion de certaines possibilités du dispositif pour les études de ciel nocturne et d'aurores boréales a été faite par Karandikar [3]. De nouvelles observations ont été faites à la fin de l'hiver et durant le printemps de 1956 ; il a été possible d'enregistrer l'émission du ciel nocturne en une demi-heure environ, donc avec un gain considérable sur les méthodes photographiques, pouvant demander jusqu'à cinq heures de pose [4], [5]. La présence d'un fond lumineux, provenant des étoiles, de la lumière zodiacale et du fond continu, peut provoquer des erreurs sérieuses dans l'estimation de la largeur des franges [6] ; on décrit une méthode pour évaluer la largeur des franges superposées à un fond lumineux d'intensité inconnue, méthode qui a été utilisée pour le dépouillement des observations.

Partie expérimentale. — L'appareil était essentiellement le même que celui de Jacquinot et Dufour ; il est représenté figure 1. Un étalon, avec des plans de verre de 10 cm de diamètre utile, était monté dans une enceinte en acier, thermostatée, doublée de caoutchouc, avec un objectif de 8 cm de diamètre et de 82 cm de distance focale. L'étalon était convenablement protégé par des écrans vis-à-vis des éléments chauffants du thermostat. L'image des franges était projetée sur un écran percé d'un trou en son centre ; le rayon du trou, mesuré à partir du centre du système de franges couvre 0,175 ordre. Cette valeur est sensiblement égale à la largeur à mi-hauteur de la frange de diamètre intérieur nul, pour un pouvoir réflecteur des lames $\rho = 0{,}58$. Une lentille de champ placée

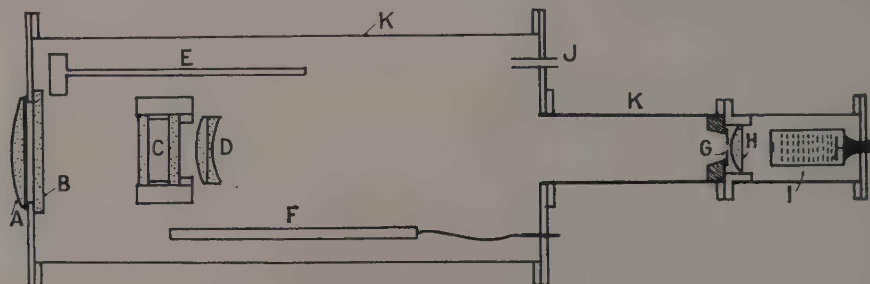


Fig. 1. — Disposition schématique de l'appareil.

A : Condenseur et filtre en gélatine.
B : Hublot.
C : Étalon.
D : Objectif.
E : Thermostat.
F : Éléments chauffants.
G : Trou d'exploration.
H : Lentille de champ.
I : Photomultiplicateur.
J : Entrée d'air pour la pompe et le contrôle de pression.
K : Enceinte doublée de caoutchouc.

derrière le trou formait l'image de l'objectif sur la cathode d'un photomultiplicateur EMI 6 094 relié à un amplificateur d'impulsions simple. La sortie de l'amplificateur était reliée à un débitmètre (« ratemeter ») Ekco avec un discriminateur d'amplitudes et un jeu de capacités d'intégration pour réduire les fluctuations autour de la lecture moyenne. Les alimentations du photomultiplicateur et de l'amplificateur étaient stabilisées par tubes à gaz.

La raie λ 5 577 Å était isolée partiellement du fond lumineux par un filtre jaune en gélatine Ilford 110, la photocathode fournissant la coupure du côté des grandes longueurs d'ondes. Après quelques observations, un condenseur en perspex de 65 cm environ de distance focale a été placé devant le hublot de l'enceinte (voir *fig.* 1) pour accroître le champ. Ceci réduit l'effet des étoiles, qui perturbaient précédemment les lectures en traversant le trou d'exploration.

Les lames de l'étalon, d'abord aluminiées, ont été traitées ultérieurement avec des couches triples réfléchissantes. ZnS-cryolithe-ZnS, dont le pouvoir réflecteur était environ 0,6 pour le vert. Ces couches n'étaient pas exactement uniformes et couvraient seulement un diamètre de 8 cm, car l'appareil utilisé pour la préparation des couches diélectriques n'était encore qu'à un stade très expérimental. Pour cette raison également, on n'a utilisé que des couches triples, la tenue dans le temps des couches quintuples préparées aux essais étant douteuse.

Les ordres d'interférences choisis pour les observations étaient 150 600 et 45 540 pour λ 5 577 Å, le premier obtenu avec une cale annulaire de quartz de 4,2 cm, le second avec des billes d'acier calibrées. Dans chaque cas, le trou d'exploration était adapté pour couvrir 0,175 ordre.

L'air de l'enceinte était comprimé à l'aide d'une simple pompe à main, et la pression mesurée avec un manomètre, à eau pour l'ordre élevé, à mercure pour l'ordre le plus bas. Les variations de pression devaient être menées avec précaution, une variation brusque pouvant dérégler l'étalon. L'étalonnage a été fait avec une lampe à mercure 198 de G. E. C. refroidie à l'eau, avec un filtre Wratten n° 61 et un écran en verre dépoli devant le hublot. Cette source était assez intense pour permettre une mesure directe du courant du photo-multiplicateur avec uu galvanomètre sensible.

L'ensemble de l'instrument était monté juste derrière une fenêtre, dans une pièce orientée au N.N.W., de façon à être protégé du vent et de l'humidité, et était installé à quelques 1 800 mètres (« 600 feet ») au-dessus du niveau de la mer, près de Big Collin, Ballyclare, Co. Antrim, en un lieu écarté des lumières et des fumées urbaines.

La réponse, en impulsions par seconde, à attendre d'un tel instrument peut être évaluée [2, 3] en utilisant la formule donnée par Jacquinot [7] pour le flux φ transmis à travers une ouverture de rayon égal à la largeur à mi-hauteur de la frange de rayon intérieur nul :

$$\varphi = \frac{\pi^2}{2} \tau \frac{BA}{\mathcal{R}_0}$$

où $\tau = T^2/(1 - R)^2$, T et R étant la transmission et le pouvoir réflecteur des lames, et où,

$$\mathcal{R}_0 = 2{,}98\, p \sqrt{R}/(1 - R),$$

p étant l'ordre d'interférence. Pour l'ordre élevé utilisé, $p \simeq 150\,600$, et pour les couches triples, R peut être pris égal à 0,6 et τ égal à 0,7. La luminance B du ciel à λ 5 577 Å due à l'émission nocturne a une valeur prévue d'environ $2.10^8/4\pi$ quanta/s-sterad.cm² et la surface de l'ouverture A était de 40 cm². Ces valeurs donnent pour φ environ 2 500 photons/s.

On peut escompter de la cathode environ 0,05 électrons par photon, donnant à la sortie 125 impulsions/s dues au flux φ. La moitié au moins de ces impulsions est rejetée par le discrimateur, ajusté pour donner le rapport signal/bruit maximum. Les pertes dans le filtre et l'optique peuvent être approximativement compensées en pointant l'instrument à une altitude d'environ 15°, où la valeur de B est supérieure à celle donnée plus haut, si bien qu'on peut s'attendre à compter environ 60 coups/s dus à l'émission du ciel nocturne. On a obtenu en fait environ le tiers de cette valeur, superposé à quelques 50 coups/s dus au fond lumineux.

Étalonnage et méthode d'analyse. — La largeur instrumentale a été déterminée par comparaison des franges obtenues pour les deux ordres d'interférence (46 500 et 153 800 pour Hg λ 5 461 Å) en utilisant la lampe à isotope refroidie à l'eau et le filtre. La méthode plus classique de détermination de la largeur instrumentale, consistant à diminuer l'ordre d'interférence jusqu'à ce que la largeur de raie n'entraîne plus aucun élargissement, était difficile à appliquer avec succès. On a utilisé des billes de 3 mm (« 1/8 inch ») de diamètre comme cales pour cet essai, mais les plus grandes variations de pression (50 cm Hg) nécessaires pour balayer deux ou trois ordres avaient un effet perturbateur sur le réglage de l'interféromètre, et les franges observées étaient souvent très déréglées. La méthode adoptée consiste à trouver une largeur instrumentale, compatible avec les franges obtenues pour les deux épaisseurs, donnant la même largeur pour la raie λ 5 461 de Hg 198 de la lampe. Ceci revient à trouver un « pouvoir réflecteur efficace » ρ des couches réfléchissantes de l'étalon. Comme on utilisait des couches triples, la valeur de ρ a été supposée au plus égale à 0,6, et on a pensé que toute imperfection de l'étalon ou de l'objectif se

traduirait par un accroissement de la largeur instrumentale, donnant un ρ sensiblement inférieur à 0,6. On a donc calculé des profils de raies pour diverses valeurs de ρ et pour des largeurs de raies (μ) allant de 0 à 0,2 ordre, suivant une méthode due à Krebs et Sauer [8]. Ces profils ont été ensuite modifiés pour tenir compte de la largeur finie du trou d'exploration, et on a comparé les franges observées, pour les deux épaisseurs, à ces profils. Il est apparu immédiatement que pour $\rho = 0{,}49$ la largeur des franges pour l'ordre 46 500 était un peu trop grande comparée à la largeur pour l'ordre 153 800. L'inverse était manifeste pour $\rho = 0{,}47$, si bien que la valeur à utiliser semblait voisine de 0,48, valeur qui fut adoptée. La figure 2 *a* montre les franges observées pour le

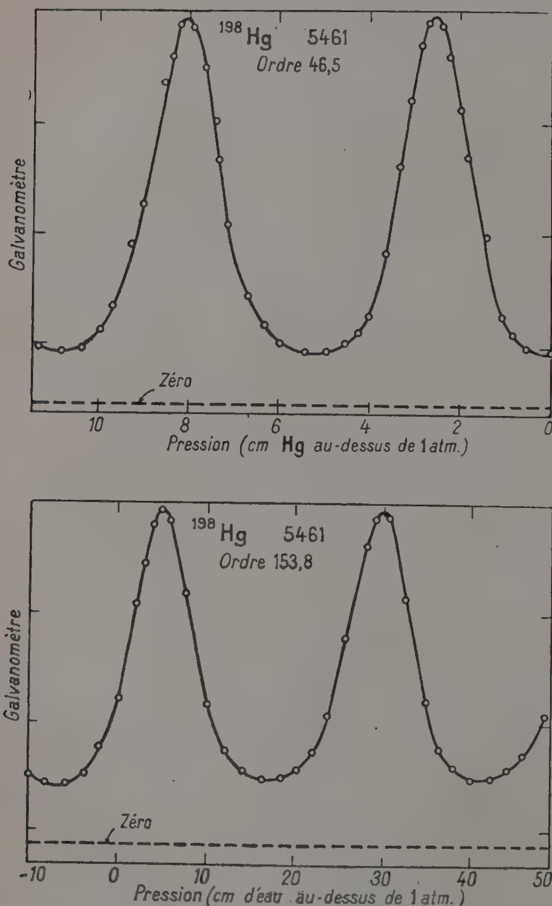


FIG. 2 *a*. — Franges obtenues avec Hg 198, λ 5 461 (lampe à isotope 198, de GEC, refroidie à l'eau) pour l'ordre faible et l'ordre élevé.

mercure, mesurées sur le galvanomètre, pour les deux épaisseurs, et la figure 2 *b* montre les points du profil, ramenés à la même échelle, comparés aux profils calculés, compte tenu de la largeur finie du trou, pour $\rho = 0{,}48$ et $\mu = 0$; 0,040 et 0,137 (où μ est la largeur de raie mesurée en fraction d'ordre). Les domaines spectraux pour chaque épaisseur sont :

$$\langle \Delta\lambda \rangle_{46.500} = 0{,}117 \text{ Å} \qquad \langle \Delta\lambda \rangle_{153.800} = 0{,}0355 \text{ Å} \qquad \text{pour } \lambda\, 5\,461 \text{ Å}$$

donnant pour les valeurs de μ de la figure 2 *b*, la largeur de la raie λ 5 461 égale à 0,00469 Å (ordre 46 500) et 0,00486 Å (ordre 153 800). La largeur obtenue avec l'ordre le plus faible semble devoir être la moins précise des deux.

Ayant obtenu la valeur de ρ, une série complète de profils pour des valeurs de μ allant jusqu'à 0,5 a été calculée. Krebs et Sauer donnent l'expression suivante pour le profil d'une frange de Fabry-Perot résultant d'une raie de forme Doppler de largeur μ (en fraction d'ordre) et d'un pouvoir réflecteur ρ :

$$F^*(x) = \left[1 + 2\sum_{n=1}^{\infty} \rho^n e^{-\frac{\mu^2\pi^2 n^2}{4 \mathrm{Ln} 2}} \cos 2\pi nx\right]$$

pour la comparaison avec les franges, cette expression est mise sous une forme mieux adaptée :

$$\varphi(x) = F^*(x)/F^*(0)$$

x étant exprimé en fraction d'ordre. Pour calculer ces profils, on a trouvé commode d'utiliser pour x les cinq valeurs : 0 ; 0,125 ; 0,25 ; 0,375 et 0,5, ce qui donne pour $\cos 2\pi nx$ les valeurs 0 ; $\pm$ 0,707 ; $\pm$ 1, et plusieurs termes qui se répètent dans la sommation. Des valeurs de n allant jusqu'à 12 ont été nécessaires, pour les valeurs de μ inférieures à 0,1 et jusqu'à 3 ou 4 pour $\mu \geqslant 0{,}3$. Une fois les profils obtenus de cette façon, il a fallu les modifier pour tenir compte de l'élargissement dû à la largeur finie du trou d'exploration. La méthode a consisté à calculer, pour chaque profil, l'aire contenue dans des bandes de largeur égale au

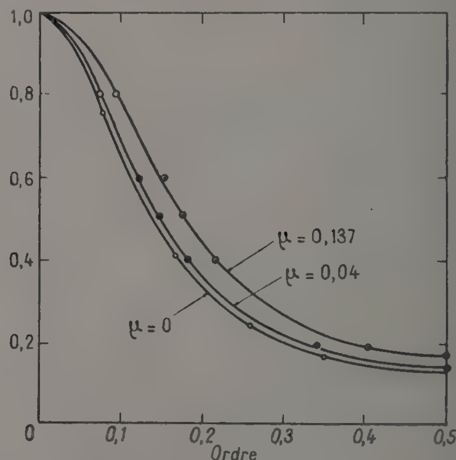


FIG. 2 *b*. — Profils des franges de Hg 198, λ 5 461, pour l'ordre faible et l'ordre élevé, comparés aux profils calculés correspondants et au profil instrumental.

rayon du trou, mesuré en fraction d'ordre. Chaque aire donnait l'ordonnée correspondant à une position du centre de la bande, le maximum étant pris pour unité. (Les profils de la figure 2 *b* pour $\mu = 0{,}04$ et 0,137 ont été obtenus par interpolation entre les valeurs de μ ayant servi au calcul précédent.) On a trouvé plus pratique de procéder au calcul des aires par intégration graphique plutôt que par le calcul de $\int F^*(x)\,dx$ entre les limites imposées par le diamètre du trou et l'épaisseur optique.

La présence d'un fond lumineux d'intensité inconnue, superposé aux franges de OI λ 5 577 dues à l'émission du ciel ou aux aurores, rend impossible la détermination des points à mi-hauteur. Une méthode décrite précédemment [2] a été utilisée ; on a pris le maximum (I_{max}) pour unité et le minimum (I_{min}) comme zéro dans les profils précédemment calculés. Une nouvelle famille de profils a été ainsi obtenue, pour les diverses valeurs de μ, en ramenant les valeurs de $(I_{max} - I_{min})$ à la même échelle (*fig.* 3 *a*). Les

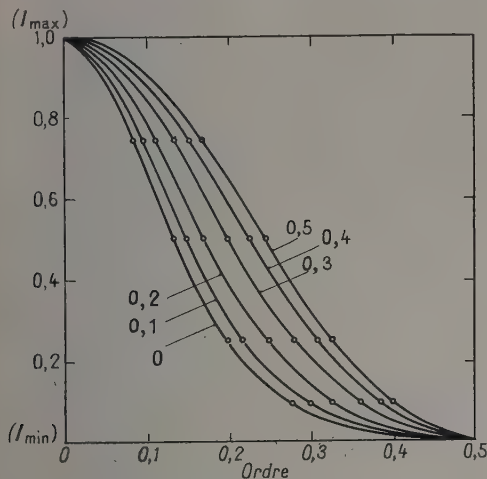


Fig. 3 *a*. — Profils corrigés calculés pour $\rho = 0{,}48$ et et $\mu = 0$; 0,1 ; 0,2 ; 0,3 ; 0,4 ; 0,5, élargis par un trou d'exploration de 0,175 ordre de rayon.

franges observées avec l'appareil ont été réduites de la même façon ($I_{max} = 1$, $I_{min} = 0$) et comparées aux courbes calculées pour obtenir les valeurs de μ. La largeur des franges pour $(I_{max} + I_{min})/2$ peut également être utilisée, la relation entre ce paramètre et μ étant obtenue à partir des courbes calculées. Cette relation est donnée par la figure 3 *b* où on a également représenté, à titre de comparaison, la relation avec la largeur à mi-hauteur habituelle, compte tenu de l'élargissement par le trou d'exploration. On peut voir à quel point la première est beaucoup moins sensible à des variations de μ, pour les valeurs de μ supérieures à 0,2, pour la valeur de ρ utilisée. Ceci réduisait inévitablement la précision des mesures de température avec l'ordre élevé utilisé.

Dans la comparaison des franges de Hg 198, λ 5 461 et de OI, λ 5 577 avec les courbes calculées,

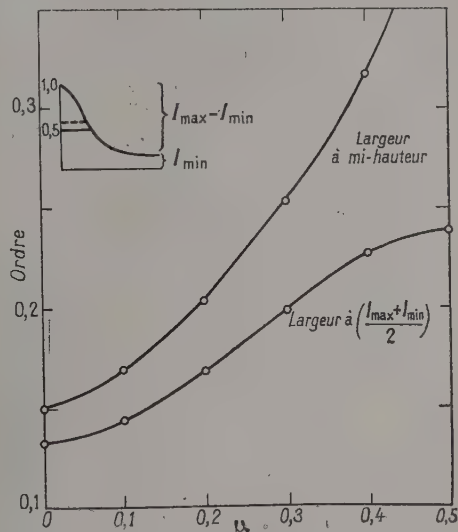


Fig. 3 *b*. — Relation entre μ, la largeur à mi-hauteur et la largeur à $(I_{max} - I_{min})/2$.

on n'a pas tenu compte de la différence de largeur du trou d'exploration, mesurée en fraction d'ordre, largeur légèrement différente pour les deux longueurs d'ondes ; cet effet est insignifiant.

Observations. — L'appareil étant pointé vers le N.N.W., à une altitude de près de 20°, les mesures ont été faites par nuit claire, en l'absence de clair de lune intense. Avant les observations, chaque nuit, le thermostat était réglé à une température légèrement supérieure à la température ambiante, on réglait l'étalon, puis on fermait l'enceinte. On élevait légèrement la pression, jusqu'à la valeur nécessaire, après avoir laissé l'appareil se stabiliser pendant une demi-heure, l'alimentation de cellule, le débit-mètre et l'amplificateur étant allumés.

Les mesures étaient faites en laissant l'air s'échapper lentement pour abaisser la pression pas à pas. Le discriminateur était réglé pour éliminer le plus possible de bruit et pour ramener les lectures dans une des échelles disponibles : 0-100 impulsions/s pour le ciel nocturne et 0-1 000 impulsions/s pour les aurores faibles. On a évité de changer d'échelle pendant la mesure. Pour chaque valeur de la pression le temps d'intégration était maintenu à une valeur faible jusqu'à ce qu'une vitesse de comptage aussi stable que possible soit atteinte ; on l'amenait ensuite à une valeur élevée, et on laissait l'instrument de mesure prendre une position stable, les fluctuations étant amorties. Quand une

série de mesures était faite sans interruption, quelque 30 points pouvaient être relevés de cette façon en une demi-heure. Avant l'introduction du condenseur, les mesures étaient parfois interrompues par le passage d'une étoile dans le champ. Les variations de transparence, dues à des nuages légers ou à la brume, interféraient aussi avec les lectures, et il semblait y avoir par moments de lentes variations du fond lumineux. On a toujours essayé d'enregistrer au moins deux franges complètes pour chaque série de mesures, pour pouvoir contrôler la distance entre ordres.

Avec les aurores se présente une nouvelle difficulté, du fait de l'émission généralement trop peu stable pour permettre un enregistrement utile des franges. La phase initiale d'une aurore faible, avant que l'arc se divise en rayons, s'est révélée la période la plus propice à l'observation, et parfois un arc suffisamment stable pour une nouvelle observation se reformait vers la fin de l'activité. Néanmoins, plusieurs aurores ne donnaient pas de franges suffisamment bonnes pour permettre des évaluations de température. Les valeurs de la température données ci-dessous, pour les aurores, ne peuvent malheureusement pas être rattachées à une altitude déterminée, faute de mesures simultanées de parallaxe. Après une ou deux séries de mesures, chaque nuit, le réglage de l'interféromètre était vérifié soit visuellement, soit par enregistrement avec la lampe à Hg 198. Ce dernier contrôle n'était pas infaillible, car l'élévation de pression préalable à l'enregistrement pouvait perturber le réglage, mais de sérieuses précautions étaient prises pour éviter cela.

Les points enregistrés pour chaque série de mesures servaient à construire graphiquement les franges. Quand le fond lumineux ou la valeur de ($I_{max} - I_{min}$) présentaient une variation régulière pendant une série, les franges étaient corrigées de cet effet. Le profil de chaque frange était réduit à $I_{max} = 1$ et $I_{min} = 0$, et comparé aux profils calculés pour les différentes valeurs de μ (*fig.* 3 *a*); la largeur la plus probable de la raie verte de OI s'en déduisait. Les franges observées n'étaient pas toujours parfaitement symétriques autour de leurs maxima, on utilisait alors la moitié de la largeur totale aux différentes ordonnées pour les comparaisons. Les franges très dissymétriques étaient rejetées.

Résultats. — Une série d'observations a d'abord été faite avec l'ordre d'interférence le plus bas. Les figures 4 *a* et 4 *b* donnent deux exemples de franges du ciel nocturne et de l'aurore pour λ 5 577. Dans les deux cas, les franges ont été corrigées pour tenir compte de la variation d'intensité pendant la mesure ; la figure 5 montre la comparaison d'une frange du ciel nocturne et d'une frange aurorale avec les profils calculés appropriés. Les températures correspondantes sont 210 °K et 440 °K. La table suivante résume les séries d'observations à faible différence de marche faites à la fin de l'hiver et au printemps de 1956. On donne la température déduite de chaque frange, ce qui permet d'évaluer

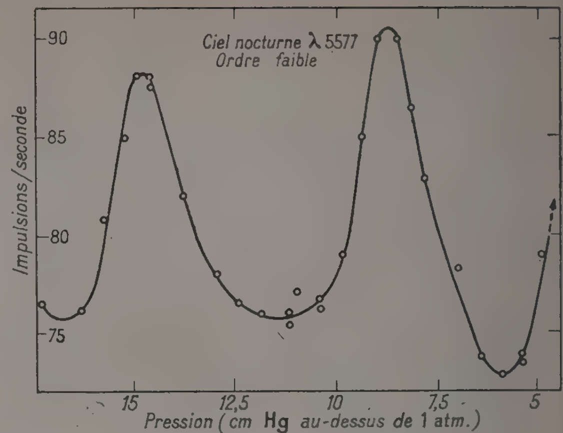


FIG. 4 *a*. — Du ciel nocturne.

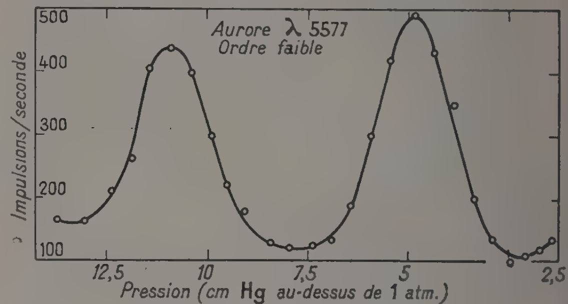


FIG. 4 *b*. — D'une aurore boréale.

FIG. 4. — Exemples de franges à ordre faible.

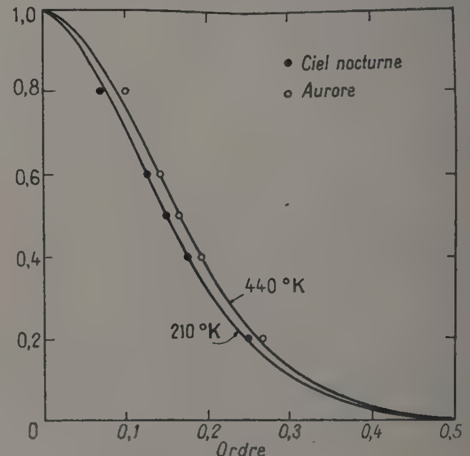


FIG. 5. — Profils calculés correspondant aux franges des figures 4 *a* et *b*.

TABLEAU 1. — ORDRE : 45.540.

Dates	Objet	Heure (T. U.)	Série	Frange	Température °K	Remarques
14-15/2/56	Ciel	01.14 02.00	1	1 2	210 235	
		03.55 04.36	2	1 2	— 150	Incomplète Déformée
16-17/2/56	Aurore faible	02.25 02.58	3 (lueur diffuse)	1 2 3	— 385 385	Perturbée
			1 et 2			Inutilisables
5-6/3/56	Ciel nocturne	00.15 00.25	1	1 2	— 235	Incomplète
		00.50 01.30	2	1 2	— 180	Incomplète
10-11/3/56	Aurore	23.28 23.48	2 (arc diffus)	1 2 3	— 440 510	Perturbée
		02.34 02.52	3 (lueur diffuse)	1 2	— 540	Perturbée
			1	—	—	Inutilisable

l'ordre de grandeur des erreurs instrumentales et graphiques.

Les hautes températures dans le cas des aurores sont en accord avec un résultat précédent obtenu avec des lames recouvertes d'aluminium [2] et les valeurs pour l'émission du ciel nocturne sont de l'ordre de celles données par Wark et Stone [4]. Néanmoins, on ne peut prétendre à une précision élevée étant donnés l'ordre et le pouvoir réflecteur effectif utilisés. Les résultats ci-dessus peuvent se résumer ainsi : 1) La température de la région d'émission de λ 5 577 du ciel nocturne est comprise entre 150 et 235 °K. 2) Les diverses régions émettant la raie λ 5 577 des aurores peuvent avoir une température de 385 à 540 °K.

FIG. 6 *a*. — Franges d'ordre élevé du ciel nocturne (3-4/5/1956 — série 3).

Les observations ont été poursuivies avec l'ordre élevé et, quoique la réponse du photomultiplicateur soit inférieure, il a été possible, en réglant soigneusement le débit-mètre, d'obtenir des franges nettes du ciel nocturne. La figure 6 *a* montre une série de mesures, la figure 6 *b* les profils résultants. Une aurore a été aussi observée avec un succès modéré.

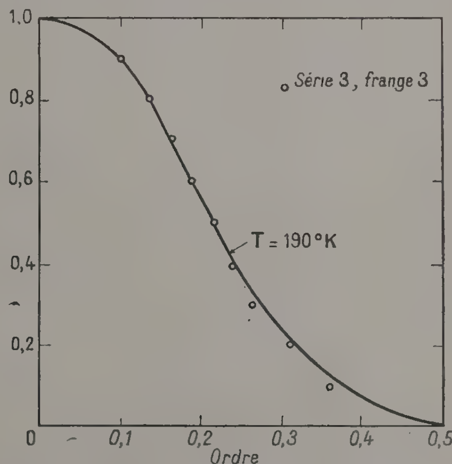


FIG. 6 *b*. — Profil de la frange 3, figure 6 *a*, comparé au profil calculé correspondant.

De ces mesures, on peut tirer les résultats suivants :

1) La température de la région d'émission de

TABLEAU 2. — ORDRE : 150.600.

DATES	OBJET	HEURE (T. U.)	SÉRIE	FRANGE	TEMPÉRATURE °K	REMARQUES
13-14/4/56	Ciel nocturne	02.35 – 03.00	2	1	180	Légèrement déformée
				2	180	Légèrement déformée
			1	—	—	Perturbée
15-16/4/56	Ciel nocturne	02.00 – 02.45	1	1	220	
				2	190	
3-4/5/56	Ciel nocturne	00.31 – 00.50	1	1	210	
				2	178	
		00.54 – 01.13	2	1	190	
				2	210	
		01.18 – 01.45	3	1	—	Incomplète
				2	190	
				3	190	
16-17/4/56	Aurore	23.44 – 00.05	1 (au-dessus de l'arc)	1		Incomplète
				2	312	
		00.27 – 00.42	3 (au-dessus de l'arc)	1	—	Incomplète
				2	344	
		01.00 – 01.12	4 (lueur diffuse)	1	—	Incomplète
				2	255	Déformée Faible poids
			2	—	—	Inutilisable

λ 5 577 du ciel nocturne est dans le domaine 180-220 °K.

2) Les diverses régions de l'aurore émettant λ 5 577 peuvent avoir une température de 255 à 344 °K.

Dans le cas du ciel nocturne, l'accord entre les observations à ordre faible et élevé est bon, et la moyenne des valeurs extrêmes dans ce dernier cas, 200 °K, situe la région émissive à une altitude de 85 Km, vers le minimum de température (Whipple [9]). Cette altitude s'accorde avec celle obtenue par des mesures photométriques à partir de fusées [10]. La moyenne des températures obtenues est de 193,8 °K ; quoique cette moyenne ne tienne pas compte des déformations observées dans certains cas, elle peut ajouter du poids à la valeur de 190 °K indiquée par la série 3 des 3-4 mai 1956, qui était considérée comme une des meilleures mesures. La température nocturne vers le minimum situé à 85 Km peut donc être au moins aussi basse que 190 °K.

On ne peut pas dire grand'chose des valeurs des températures d'aurores, faute de mesures d'altitude. Les mesures à faible différence de marche indiquent des températures supérieures à celles déduites de la structure de rotation des bandes de N_2^+ par Végard, Tonsberg et Kvifte [11] (250 °K) et par Jones, Hunten et Shepherd [12] (250-370 °K). Elles sont néanmoins en accord avec les valeurs les plus élevées obtenues par Shepherd et Hunten [13], quoique ces auteurs associent les valeurs élevées aux rayons et aux draperies, tandis que les présentes observations se rapportent à la région supérieure d'un arc stable ou d'une lueur diffuse.

Les valeurs, d'un poids très supérieur, obtenues à grande différence de marche, pour la région juste au-dessus d'un arc (16-17 avril 1956, séries 1 et 3), sont plus compatibles avec les températures de rotation de N_2^+, elles indiquent des altitudes d'environ 135 et 150 Km. On n'a obtenu aucune indication de températures aussi élevées que les 850 °K obtenus par Petrie [14] à partir des bandes de Vegard-Kaplan.

Conclusion. — La température indiquée pour la région d'émission de la raie λ 5 577 du ciel nocturne, de l'ordre de 180 à 220 °K, avec une valeur plus probable de 190 °K, n'est pas sérieusement en contradiction avec les récentes mesures d'altitude des couches. Les températures d'aurores s'étendent sur un large domaine, les valeurs obtenues dans les meilleures conditions, avec un ordre d'interférence élevé, sont dans le domaine indiqué par la structure de rotation des bandes de N_2^+ obtenue par d'autres auteurs.

Les résultats obtenus avec l'appareil décrit semblent justifier un effort pour perfectionner la technique et étendre les observations. Les améliorations les plus nécessaires sont : 1° l'utilisation de miroirs à 5 couches diélectriques pour améliorer le pouvoir réflecteur ; 2° l'utilisation d'une autre

méthode de balayage, non susceptible de dérégler l'étalon ; 3° l'enregistrement automatique des observations. Un petit dispositif d'évaporation a été monté, pour préparer des couches diélectriques suffisamment uniformes jusqu'à un diamètre de 10 cm, pour des longueurs d'ondes de 4 000 à 7 000 Å. La seconde condition est plus difficile à satisfaire, mais un système est à l'essai dans lequel l'étalon est dans une enceinte étanche, thermostatée ; le système de lentilles formant l'image des franges a un grandissement variable, ce qui permet de déplacer concentriquement les franges devant

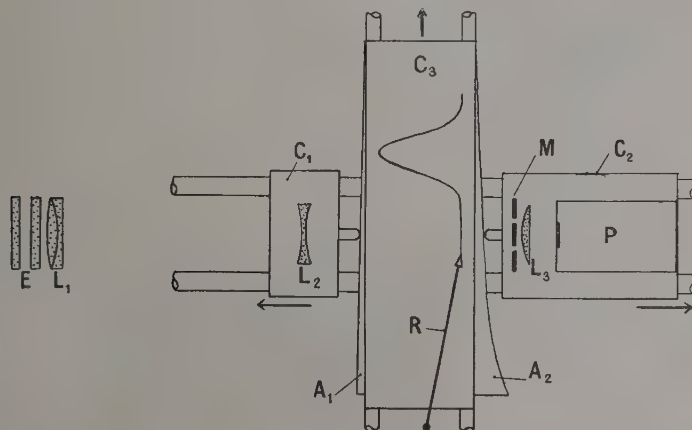


Fig. 7. — Schéma du dispositif à grandissement variable.
E : Étalon.
L_1 : Objectif.
L_2 : *Lentille de* « Barlow » modifiant le grandissement.
L_3 : Lentille de champ.
M : Écran annulaire d'exploration.
C_1 et C_2 : Châssis mobiles.
C_3 : Châssis mobile portant le papier d'enregistrement et les cames.
A_1 et A_2 ; Cannes contrôlant la distance entre L_1, L_2 et M.
R : Plume d'enregistrement.

un diaphragme annulaire. Si le rayon du diaphragme annulaire est de l'ordre de celui de la quatrième frange, la variation de grandissement nécessaire pour passer de la quatrième à la cinquième frange est petite, et la variation de largeur effective de l'ouverture d'exploration (mesurée en fraction d'ordre) reste faible, on peut d'ailleurs en tenir compte. On peut également utiliser comme bord extérieur un diaphragme iris, entraîné en même temps que le système à grandissement variable, de telle façon que la largeur de l'ouverture, mesurée en fraction d'ordre, reste constante. La figure 7 montre schématiquement le système proposé.

Remerciements.

L'auteur tient à remercier de leur aide le Pr D. R. Bates, F. R. S., et le Gassiot Committee de la Royal Society. Il remercie également Mme E. B. Armstrong de son aide au cours des observations et M. C. Young de son aide pour la préparation des couches diélectriques.

RÉFÉRENCES

[1] Jacquinot (P.) et Dufour (C. L.), *J. Rech. C. N. R. S.* 1949, n° 6, 91.
[2] Armstrong (E. B.), The Airglow and the Aurorae (Proc. Belfast Symposium), 1956, 336 (Pergamon, Press, London).
[3] Karandikar (R. V.), 1956, *ibid.*, p. 374.
[4] Wark (D. Q.) et Stone (J. M.), *Nature*, 1956, **157**, 254.
[5] Phillips (J. G.), The Airglow and the Aurorae, 1956, p. 67.
[6] Armstrong (E. B.) *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1953, **3**, 317. Contributions from the Armagh Observatory, n° 10.
[7] Jacquinot (P.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, **44**, 671.
[8] Krebs (K.) et Sauer (A.), *Ann. Physik*, Leipzig, 1953, **13**, 359.
[9] Whipple (F.), The Earth as a Planet.
[10] Koomen (M. J.), Scolnik (R.) et Tousey (E.), *Trans. Amer. Geophys. Union*, 1956, **37**, 351.
[11] Vegard (L.), Tonsberg (E.) et Kvifte (G.), *Geofys. Pub.*, 1950, vol. **18**, n° 4.
[12] Jones (A. V.), Hunten (D. M.) et Shepherd (G. G.), *Astrophys. J.*, 1953, **118**, 350.
[13] Shepherd (G. G.) et Hunten (D. M.), *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1955, **6**, 328.
[14] Petrie (W.), *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 790.

UN DOUBLE ÉTALON A BALAYAGE PAR PRESSION

Par H. CHANTREL,
C. N. R. S., Bellevue.

Résumé. — Description et conditions d'utilisation d'un spectromètre de haute résolution comportant deux étalons de Perot-Fabry associés par focalisation intermédiaire. Le balayage se fait ordinairement par variation de pression d'air de 0 à 1 atmosphère, mais un dispositif spécial permet des balayages très lents (30 mK à l'heure) par contrôle de variations de pression beaucoup plus faibles. La position des raies est reproduite, dans les ordres successifs, avec la même fidélité qu'avec un spectromètre à un seul étalon ; la conservation des intensités est bonne sous certaines conditions qui sont discutées. L'appareil a été utilisé avec des rapports d'épaisseur d'étalons compris entre 5 et 15 ; ces rapports étaient entiers ou demi-entiers. Avec le rapport 15, la finesse instrumentale était de l'ordre de 300.

Abstract. — A high resolution spectrometer using two Perot-Fabry etalons associated by intermediate focusing is described. Scanning is usually obtained by variation of air pressure between 0 and 1 atmosphere, but a special device permits very slow scanning (30 mK per hour) by means of a much smaller variation of pressure. The reproducibility in position of the spectral lines is the same as in a spectrometer with a single F.-P. etalon ; the conditions for a good conservation of intensities in successive orders are discussed. The apparatus has been used with a ratio of etalon spacings between 5 and 15, the ratio being integral or half-integral. With the ratio 15, the instrumental sharpness was about 300.

I. **Introduction.** — L'interféromètre de Perot-Fabry se prête mal, aux très hautes résolutions, à l'analyse des structures hyperfines complexes : la diminution de l'intervalle entre ordres $\Delta\sigma$ oblige à des superpositions d'ordres qui limitent le choix de l'épaisseur et, par conséquent, les facultés d'adaptation de l'étalon à l'exploration d'un profil de raie donné ; mais surtout, l'élargissement par la source diminue la finesse apparente de telle sorte qu'il n'est plus possible dans la plupart des cas de loger toutes les composantes dans l'intervalle spectral libre sans superpositions de raies.

On sait depuis longtemps associer un grand $\Delta\sigma$ à un pouvoir de résolution R élevé, par l'utilisation de deux étalons de Perot-Fabry. Divers dispositifs ont été réalisés utilisant pour récepteur une plaque photographique [1 à 13].

L'appareil réalisé à Bellevue est un spectromètre conçu pour le visible utilisant une cellule photomultiplicatrice R. C. A.

II. **Description de l'appareil.** — 1° DISPOSITIF OPTIQUE. — C'est un spectromètre du type étalon double série avec focalisation [14] (*fig.* 1). La source étendue (B) (1) éclaire un diaphragme circulaire (F_0) placé devant (E_1) au foyer d'une lentille (L_1). Une deuxième lentille (L'_1) derrière (E_1) focalise (F_0) en (F_1), diaphragme d'exploration de (E_1), au foyer d'une troisième lentille (L_2) précédant (E_2). Une quatrième lentille (L'_2) focalise (F_1) en (F_2) diaphragme d'exploration de (E_2) ou diaphragme résolvant.

(1) (B) est en fait l'image de la source après passage dans un monochromateur à réseau.

Si φ_1, φ'_1, φ_2 et φ'_2 sont les distances focales des lentilles ; ω_1 et ω_2 les angles solides et i_1 et i_2 les angles d'ouverture associés aux étalons (E_1) et (E_2) ; S_1 et S_2 les surfaces éclairées de (E_1) et (E_2). on a les relations suivantes :

$$\frac{R^{F_2}}{R^{F_1}} = \frac{f_1}{f_2} = \frac{\omega_1}{\omega_2} = \left(\frac{i_1}{i_2}\right)^2 = \left(\frac{\varphi_2}{\varphi_1}\right)^2 = \frac{S_2}{S_1}$$

où $R^F = \sigma/f$ est le pouvoir de résolution associé au diaphragme (F); f_1 et f_2 étant les largeurs exprimées en nombres d'ondes des diaphragmes (F_1) et (F_2).

Après s'être fixé f_2 et f_1, l'étendue imposée par un élément quelconque du montage (source, monochromateur ou surface utilisable des lames de (E_2)) fixe les autres dimensions. Les deux étalons doivent être accordés ensemble, c'est-à-dire qu'à une transmission maximum à travers (E_1) doit correspondre une transmission maximum à travers (E_2). Cette correspondance doit se conserver rigoureusement au cours de l'exploration. Les épaisseurs sont prises dans un rapport simple : $l_2 = kl_1$ ($l_1 \leqslant l_2$) où k est habituellement entier ou demi-entier.

Les variations d'épaisseur optique de chaque étalon doivent conserver cette relation.

2° AJUSTEMENT DES ÉTALONS. — a) *Ajustement des épaisseurs.* — Pratiquement on ajuste l'épaisseur l_2 au comparateur, à $\pm\ \delta l_2 = 0{,}01$ mm près, après mesure optique de l_1. Alors $\delta k/k \# \delta l_2/l_2$ a la plus petite valeur possible.

b) *Ajustement des transmissions.* — Les étalons sont enfermés dans deux enceintes étanches distinctes.

La pression dans la première enceinte est réglée

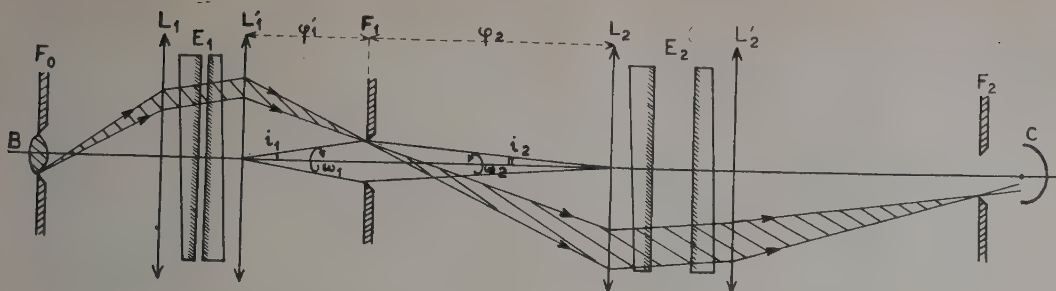


Fig. 1.

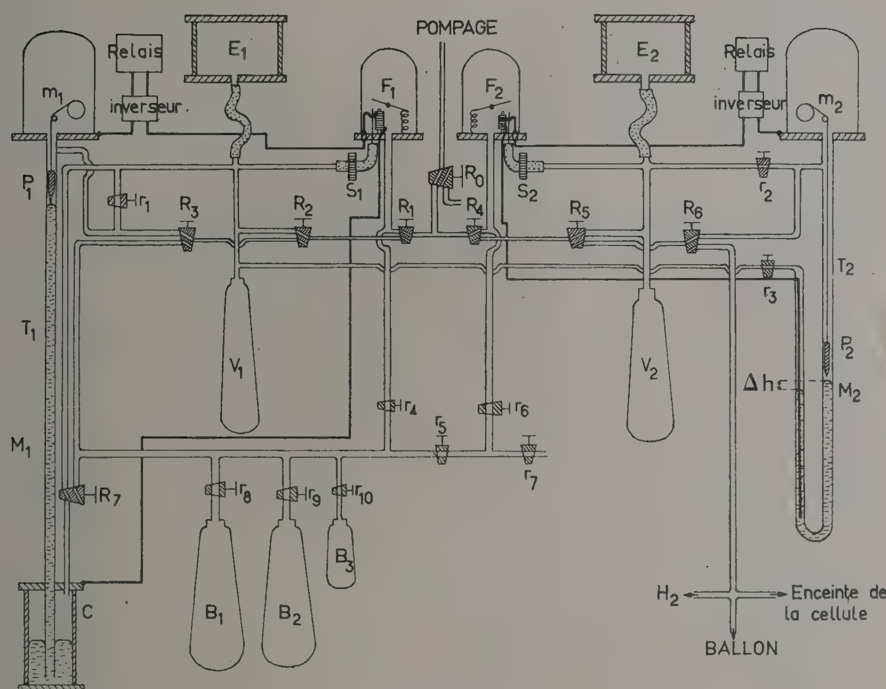


Fig. 2.

à l'une des valeurs h_1 correspondant au maximum de transmission à travers (E_1) pour la raie étudiée. On règle ensuite la pression dans la deuxième enceinte à la valeur h_2 la plus voisine de h_1 qui corresponde à un maximum. Au lieu de la raie elle-même, on peut utiliser une bande spectrale continue à la longueur d'onde désirée, h_1 est alors arbitraire. La différence $\delta h = |h_1 - h_2|$, généralement différente de zéro a sa valeur minimum.

Remarque. — L'observation des maxima est un procédé d'autant moins sensible que y est plus grand. Si $k \geqslant 8$, il est bon de contrôler l'ajustement par un premier balayage et d'observer les ghosts. Ceux-ci doivent être symétriquement répartis de part et d'autre du signal principal. Il est aisé, s'il n'en est pas ainsi d'apporter à l'ajustement de h_2 la correction rétablissant la symétrie.

3° Exploration des ordres. — Le balayage se fait par variation linéaire dans le temps de la pression d'air de 0 à 1 atmosphère dans les deux enceintes. Cette variation est contrôlée dans la première enceinte par un dispositif analogue à celui décrit par J. Blaise à propos du spectromètre à un seul étalon [14], [15]. Il suffit en première approximation, pour que l'ajustement se conserve, que la variation de pression dans la deuxième enceinte suive fidèlement celle de la première enceinte, c'est-à-dire que δh reste constant durant toute l'exploration. On y réussit grâce au dispositif représenté figure 2. La partie gauche du schéma représente le dispositif de contrôle de la variation

de pression dans la première enceinte. La partie droite le dispositif associé permettant le réglage de la pression h_2, puis asservissant, lors du balayage, cette pression h_2 à suivre l'augmentation de la pression h_1 avec un écart constant.

Supposons les robinets r_2 et r_3 ouverts, la première enceinte étant à la pression h_1. L'ajustement se fait en explorant (E_2) seul au moyen du moteur synchrone m_2 qui contrôle la fuite F_2 en descendant progressivement le plongeur P_2 dont le contact électrique avec le mercure ouvre F_2, qui se referme dès que le mercure redescend par suite de l'entrée d'air, s'ouvre encore quand P_2 établit le contact et ainsi de suite.

On repère ainsi h_2. On arrête alors m_2 et l'on met m_1 en marche. Tout accroissement de pression dans l'enceinte de (E_1) met P_2 au contact du mercure, ouvre donc la fuite F_2 qui se referme dès que le mercure a rompu, en redescendant, le contact électrique avec P_2. Elle s'ouvre encore quand l'augmentation de h_1 a remonté le mercure jusqu'à P_2, se referme encore etc...

Remarquons que le parcours utile de P_1 est diminué de 2 δh. L'ajustement étant réalisé, il suffit de vider les deux enceintes : l'accord entre les deux étalons s'établit de lui-même dès que la pression dans l'enceinte de (E_1) atteint la valeur δh. L'ajustement est encore bien conservé après plusieurs opérations. La vitesse de balayage est réglable. Le plongeur P_1 peut parcourir 76 cm en des temps compris entre 1 h et 6 h. Aux vitesses inférieures, la qualité du contrôle par contact électrique de P_1 avec le mercure diminue : on observe des irrégularités dans le fonctionnement de F_1 qui peuvent altérer la définiance de l'appareil. Si la cellule reçoit des flux très faibles, il faut pourtant ralentir encore l'exploration : on peut y parvenir de la façon suivante : Si l_1 est assez grand pour que l'on puisse encore enregistrer au moins trois ordres pour une variation de pression d'une fraction d'atmosphère ch_0 ($c < 1$) dans la première enceinte, on pourra opérer de la façon suivante : une certaine réserve d'air à la pression atmosphérique (B_1 par exemple) est vidée progressivement dans l'enceinte sous contrôle de F_1. Pour cela on met B_1 en communication avec la cuve monométrique C au moyen du robinet R_7 ; r_1 et r_4 étant ouverts et r_5 fermé. Supposons l'enceinte de (E_1) et la cloche recouvrant m_1 initialement sous vide. Le mercure est en haut du manomètre M_1. Si son contact avec P_1 ouvre F_1, il descend mais le contact électrique se rompt et F_1 se referme pour ne s'ouvrir à nouveau que lorsque m_1 aura descendu P_1 au contact etc... M_1 mesure la différence de pression entre B_1 qui se vide et E_1 qui s'emplit si bien que lorsque P_1 aura parcouru 76 cm la pression n'aura encore dans l'enceinte de (E_1) que la valeur $ch_0 \# \frac{V_{B_1}}{V_{B_1} + V_{E_1} + V_{m_1}} h_0$. On peut si l'on veut vider B_1 simultanément dans les deux enceintes, si bien que l'on peut choisir entre un grand nombre de valeurs de c si l'on dispose de plusieurs réserves B distinctes et de volumes différents. On peut ainsi explorer 30 mK à l'heure correspondant à une variation de $h_0/30$ en 6 h. Tout en conservant un bon contrôle électrique.

Notons que ces procédés de contrôle évitent toute référence à la pression atmosphérique. C'est une condition nécessaire : toute variation non linéaire de cette pression introduirait des irrégularités d'ordres. La pièce doit être très soigneusement thermostatée.

Avant cette réalisation on avait cherché à utiliser de l'hélium ou de l'hydrogène au lieu d'air dans le balayage conventionnel. C'est un procédé peu fidèle : l'introduction de traces d'air est difficile à éviter et l'on observe généralement une légère variation non linéaire de l'indice.

4° Fidélité de l'appareil. — L'exactitude de k joue un rôle fondamental. Si $\delta k = 0$ les chemins optiques sont au départ dans le rapport k pour $\Delta h = 0$. ($p_2 = kp_1$). Ce rapport se conserve au cours de l'exploration avec une fidélité du même ordre que celle observée dans le cas du spectromètre à un seul étalon. Si le spectromètre est utilisé à la longueur d'onde λ, on aura, sur deux maxima, l'un au début, l'autre en fin d'exploration les relations suivantes :

$$\text{État initial} \begin{cases} (E_1) & 2nl_1 = p_1 \lambda \\ (E_2) & 2nkl_1 = kp_1 \lambda \end{cases} \qquad \text{État final} \begin{cases} (E_1) & 2n'l_1 = p'_1 \lambda \\ (E_2) & 2n'kl_1 = kp'_1 \lambda. \end{cases}$$

Si k est imparfait et a pour valeur $k' = k + \delta k$ alors

$$l_2 = kl_1 + \delta l_2 \quad \text{où} \quad \delta l_2 = l_1 . \delta k.$$

Si δk est suffisamment petit, on peut envisager de choisir une pression initiale d'air dans l'enceinte de (E_2) qui rétablisse l'exactitude du rapport des chemins optiques dans l'état initial : $\delta h \neq 0$ mais $p_2 = kp_1$. C'est une précaution inutile : Cette relation ne se conservera pas car on montre aisément qu'il faudrait vérifier l'égalité suivante entre les indices à l'état initial n et à l'état final n'_n :

$$\frac{n'_1}{n_1} = \frac{n'_1 \pm \delta n}{n_1 \pm \delta n}$$

où δn est la différence d'indice au départ entre les deux enceintes, résultant de $\delta h \neq 0 : n_2 = n_1 \pm \delta n$.

Cette égalité n'a de sens que pour $\delta n = 0$. Si $\delta n \neq 0$, il y aura nécessairement en fin d'exploration un décalage d'ordre δp, correspondant à un écart de longueur d'onde $\delta\lambda$ tel que l'on puisse écrire :

$$\text{État initial} \begin{cases} (E_1) & 2n_1 l_1 = p_1 \lambda \\ (E_2) & 2(n_1 - \delta n)(k + \delta k) l_1 = kp_1 \lambda \end{cases}$$

$$\text{État final} \begin{cases} (E_1) & 2n'_1\, l_1 = p'_1\, \lambda \\ (E_2) & 2(n'_1 - \delta n)\,(k + \delta k)\, l_1 = (kp'_1 + \delta p)\,\lambda \\ & \qquad = kp'_1(\lambda + \delta\lambda). \end{cases}$$

On en tire :

$$\frac{\delta p}{p'_1} = k\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{n'_1 - n_1}{n'_1}\,\delta k \quad \text{d'où} \quad \frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{n'_1 - n_1}{n'_1}\cdot\frac{\delta k}{k}.$$

En fait, il est commode de tolérer sur l_2 une erreur $\delta l_2 = \pm\, 0{,}01$ mm (nous avons vu qu'alors : $\delta k/k \# \delta l_2/l_2$) et de ne pas rechercher au départ un rapport p_2/p_1 exact, mais au contraire l'égalité des pressions dans les deux enceintes : (δh minimum qu'on peut supposer sensiblement nul). Alors $\delta n \# 0$, $n_1 \# n_2 = n$. Dans ces conditions (z étant un nombre entier) :

$$\text{État initial} \begin{cases} (E_1) & 2nl_1 = p_1\,\lambda \\ (E_2) & 2n(k + \delta k)\, l_1 = (kp_1 + z)\,\lambda \end{cases}$$

$$\text{État final} \begin{cases} (E_1) & 2n'l_1 = p'_1\,\lambda \\ (E_2) & 2n'(k + \delta k)\, l_1 = (kp'_1 + z + \delta p)\,\lambda \\ & \qquad = (kp'_1 + z)\,(\lambda + \delta\lambda). \end{cases}$$

On en conclut :

$$\delta k = \frac{z}{p_1} \quad \text{et} \quad \frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{\delta\sigma}{\sigma} = \frac{\delta k}{k}\cdot\frac{p'_1 - p_1}{p'_1} = \frac{\delta p}{kp'_1 + z}.$$

Par exemple : si $\sigma = 20\,000$ cm^{-1}, $l_1 = 1$ cm, $k = 1$; E_1 et E_2 étant supposés identiques, tous deux par exemple des étalons à 5 couches diélectriques, on aura par ordre $p'_1 - p_1 = 1$ et pour tout l'enregistrement $p'_1 - p_1 = 10$. D'autre part $p_1 = 2l_1\,\sigma = 40\,000 \# p'_1$ $\delta k \# 0{,}001$ cm donc

$$\frac{\delta k}{k} = 10^{-3}$$

finalement le décalage par ordre sera de

$$\delta\sigma = \sigma.\frac{\delta k}{k}\cdot\frac{p' - p}{p'} = 0{,}5.10^{-3}\ \text{cm}^{-1} = 0{,}5\ \text{mK},$$

et pour tout l'enregistrement $\delta\sigma = 5$ mK soit $\Delta\sigma/100$.

Si $E_1 \equiv E_2 \equiv A$ (²) et si $N^{E_1} = 20$; $e = 25$ mK et l'on observe un abaissement des intensités de l'ordre de 15 % entre le premier et le dernier ordre. Ce défaut s'atténue très rapidement à mesure que k augmente : $\delta\sigma$ est inversement proportionnel à k mais surtout le décalage se rapproche du maximum de E_1. Il est aussi moins marqué si $E_1 \equiv G$, la courbure au sommet de cette forme étant moins prononcée.

Pratiquement, pour les valeurs de k utilisées, comprises entre 5 et 15 les intensités sont couramment fidèles à mieux de 1 % près sur au moins trois ordres successifs ce qui suffit largement.

(²) A est la fonction d'Airy, G la fonction de Gauss, E la fonction d'étalon et e sa largeur à mi-hauteur. N^E est la finesse de la fonction E : $N^E = \dfrac{\Delta\sigma}{e}$.

Cette étude montre clairement qu'un ajustement réalisé à la longueur d'onde λ n'est valable que dans une bande très étroite autour de cette valeur pour l'erreur tolérée sur k.

Les défauts de coïncidence qui affecteraient les intensités de quelques % n'ayant aucune influence mesurable sur les positions, la fidélité de ces mesures n'est pas affectée par l'erreur tolérée sur k.

Pour les travaux qui nécessiteraient l'emploi de faibles valeurs de k (recherche de grands contrastes par exemple), il pourrait être nécessaire de réduire δl_2 en employant par exemple pour (E_2) une monture à variation mécanique d'épaisseur. On pourrait contrôler l'opération par l'observation des franges de superposition. L'ajustement de deux étalons pouvant aussi se faire mécaniquement, il suffirait ensuite de réunir les deux enceintes, un seul manomètre assurant alors le contrôle du balayage.

5° Adaptation. Luminosité. — Il n'entre pas dans le cadre de cet exposé, plus spécialement consacré à l'équipement, de développer ce chapitre

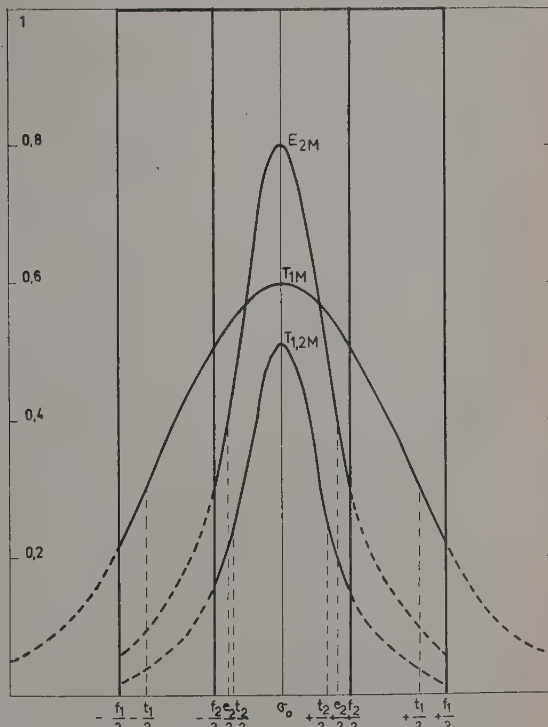


Fig. 3.

en détail. Signalons cependant, qu'en l'absence de réflexions multiples entre les deux étalons, la transparence de l'instrument est égal au produit des transparences de chaque étalon. En particulier, le

contraste est égal au produit des contrastes. Les réflexions multiples abaissent fortement le contraste [14] mais n'altèrent pas sensiblement la transmission : la fonction transmise est légèrement élargie, si bien que la transparence de l'instrument est légèrement améliorée au détriment de la résolution, mais d'autant moins que k augmente et l'effet devient rapidement négligeable.

La largeur de la fonction transmise étant d'autre part très peu différente de celle de la fonction que transmettrait le deuxième étalon seul (surtout compte tenu des grandes valeurs de k, *fig.* 3), il suffira pratiquement d'équiper chaque étalon du diaphragme qui lui conviendrait le mieux s'il était utilisé seul [16]. Ceci fixe f_1/f_2. Il n'y aura donc généralement aucune relation simple entre ce rapport et k comme cela se produirait pour deux étalons, équipés de miroirs identiques, utilisés à basse résolution.

Pour éviter l'apparition de ghosts trop importants, E_1 comporte des miroirs hautement réfléchissants à sept couches diélectriques. Leur emploi est d'autant plus rationnel que, par suite de l'utilisation de surfaces de lames relativement faibles, la finesse limite est plus grande. L'étalon résolvant E_2 est, par contre, équipé de miroirs à cinq couches. Les ghosts sont peu gênants : seul les deux ghosts du premier ordre peuvent avoir une intensité notable. Avec $k = 15$ on a observé une intensité de 5 % ; avec $k = 11$ environ 2,5 %. Mais surtout on a la faculté de choisir le rapport simple k de telle sorte que les deux ghosts apparaissent hors de la structure : Si par exemple on adopte $k = 5{,}5$ au lieu de $k = 11$, pour une même valeur de l_2, les mêmes ghosts apparaîtront à $\pm \Delta\sigma/11$ du centre de l'intervalle spectral libre (qui aura la même valeur $\Delta\sigma$ dans les deux cas) au lieu d'apparaître à $\pm \Delta\sigma/11$ du signal principal.

Cet appareil a été utilisé à la résolution du déplacement isotopique de la raie 5 460 de Hg I [17] et à l'étude de la structure hyperfine des raies du spectre visible de ^{3}He.

L'intensité du courant dans la cathode creuse était de 7 mA pour le mercure et de 30 à 500 μA pour ^{3}He (source refroidie à l'hélium liquide) [18].

RÉFÉRENCES

[1] Perot et Fabry, *Ann. Chimie Physique*, 1899, **16**, 289.
[2] Houston, *Phys. Rev.*, 1927, **29**, 478.
[3] Lau, *Z. Instk.*, 1929, **49**, 60 ; *Z. Physik*, 1930, **63**, 313.
[4] Gehrke et Lau, *Physik Z.*, 1930, **31**, 973.
[5] Pauls, *Physik Z.*, 1932, **33**, 405.
[6] Burger et Van Cittert, *Physika*, 1935 (2), **2**, 88.
[7] Jackson (D. A.) et Kuhn (H.), *Proc. Roy. Soc.*, 1938, A. **167**, 205 ; *Proc. Roy. Soc.*, 1939, A. **173**, 278.
[8] Ramsey et Pauls, *J. Opt. Soc. Amer.*, 1942, **32**, 78.
[9] Series (G. W.), *Proc. Roy. Soc.*, 1951, A. **208**, 277 ; *Proc. Roy. Soc.*, 1954, A. **226**, 377.
[10] Korolev (F. A.), *Dokl. Akad. Nauk.*, S. S. S. R., 1953, **88**, n° 6, 965.
[11] Korolev (F. A.) et Odintsov (V. I.), *Optika Spektrosk.*, 1956, **1**, n° 1, 17.
[12] Kuhn (H. G.) Ramsden (F. R. S.) et (S. A.), *Proc. Roy. Soc.*, 1956, A. **237**, 485.
[13] Jackson (D. A.), *Proc. Roy. Soc.*, 1957, A. **24L**, 283.
[14] Dufour (C.), Thèse. *Ann. Physique*, 1951, **6**, 5.
[15] Blaise (J.), *Thèse*, Paris, 1957.
[16] Chabbal (R.), *J. Rech. C. N. R. S.*, Bellevue, 1953, n° **23**, 138-186.
[17] Blaise (J.) et Chantrel (H.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 193-200.
[18] Brochard (J.), Chabbal (R.), Chantrel (H.) et Jacquinot (P.), *J. Physique Rad.*, 1957, **18**, 596-620.

DISCUSSION

R. Dupeyrat. — Quelle est la finesse globale obtenue avec le double interféromètre ?

H. Chantrel. — La finesse globale d'appareil qui serait observée avec une raie monochromatique est le produit de la finesse d'appareil du Fabry-Perot épais par le rapport des épaisseurs des deux Fabry-Perot, c'est-à-dire environ 200. Dans les conditions de haute résolution où nous avons travaillé, la largeur propre de raie est grande par rapport à la largeur d'appareil et la finesse enregistrée est seulement de 70 environ.

SPECTROMÈTRE INTÉGRAL A DEUX F.-P. POUR L'INFRA-ROUGE

Par R. CHABBAL et P. NOORMAN,
C. N. R. S., Bellevue.

Résumé. — Description d'un spectromètre à bande passante unique destiné à l'étude à haute résolution des spectres d'absorption infra-rouges. Constitué par l'association d'un monochromateur à réseau et de deux F.-P. il permet l'exploration d'un intervalle spectral étendu ; sa bande passante a pour largeur 0,01 cm^{-1} environ.

Abstract. — A spectrometer with an unique band pass destined for the study at high resolution of infrared absorption spectra is described. It is composed of a grating monochromator and two Fabry-Perot etalons, which give a spectral resolution of about 0.01 cm^{-1}. It is capable of exploring an extended spectral region.

1) **But du spectromètre.** — Le spectromètre qui va être rapidement décrit dans cet article est destiné à l'étude à très haute résolution des spectres d'absorption, dans la région du spectre infra-rouge comprise entre 1 μ et 2,5 μ. La limite de résolution cherchée est le centième de cm^{-1}, ordre de grandeur de la largeur Döppler des raies d'absorption. Une description détaillée du spectromètre est donnée ailleurs ([1], XII).

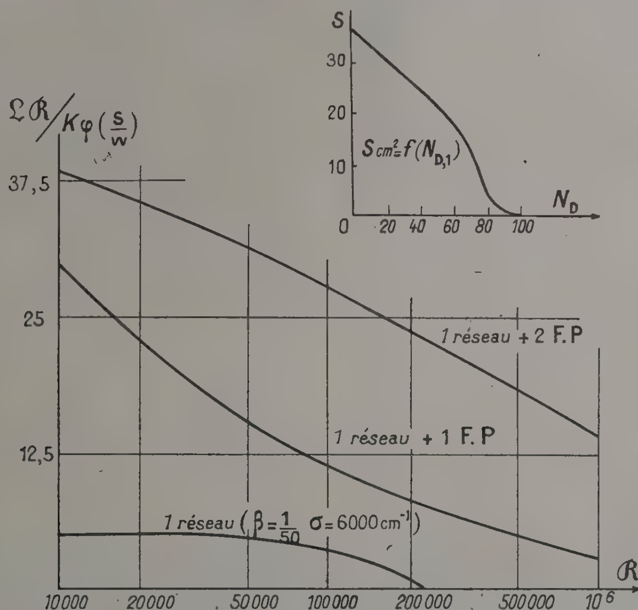


Fig. 1. — Hauteur de ghost 2 %. Réseau : M = 203 mm ; $\varphi = 63^o$; $\tau = 0,5$; F.-P. : facteur d'absorption A = 0,5 %.

2) **Types de spectromètres utilisables.** — A ces hautes résolutions on peut hésiter entre un spectromètre à réseau et un spectromètre F.-P. Le spectromètre à utiliser doit posséder simultanément les deux qualités suivantes : une grande résolution théorique ($\mathcal{R}_0 \simeq 10^6$ pour λ = 15 000 Å) et une grande luminosité : en effet le bruit important des cellules à SPb impose une valeur relativement élevée au flux minimum décelable et, de ce fait, il n'est pas toujours possible au spectromètre d'atteindre sa résolution théorique. Un spectromètre équipé d'un réseau de 35 cm de largeur, d'angle de blaze 60°, utilisé en double passage satisferait probablement les conditions requises. Il nous a semblé plus simple d'utiliser les propriétés simultanées de résolution et de luminosité du spectromètre F.-P. dont les performances sont équivalentes ou supérieures à celles du spectromètre à réseau, même si le F.-P. utilisé est de dimensions très modestes.

3. **Structure du spectromètre F.-P.** — Pour étudier un spectre d'absorption il est nécessaire que la bande passante soit unique ce qui exige l'addition au F.-P. d'un système monochromateur de bande passante égale à l'intervalle spectral libre du F.-P. D'autre part, les flux attendus à si haute résolution étant très faibles, la meilleure solution sera celle qui fournit la luminosité maximum compatible avec la résolution désirée (compte tenu des éléments optiques dont nous disposons au laboratoire : un réseau commercial de largeur $M = 203$ mm, d'angle de blaze $\varphi = 70^{\circ}$; des F.-P. de 7 cm de diamètre). La figure 1 compare les luminosités de trois types de spectromètres à bande passante unique : la meilleure se révèle être l'association d'un monochromateur à réseau et de deux F.-P. [cf. [1], VII].

Le schéma du spectromètre utilisé est donné par la figure 2 : les caractéristiques des divers éléments sont les suivantes :

Source : Arc au Zirconium.

Monochromateur à réseau :
Montage Ebert-Fastie. Largeur : $M = 203$ mm.
Angle de Blaze : $\varphi = 70^{\circ}$.
Résolution effective demandée au monochromateur : 2 350.

F.-P. épais :
Finesse réflectrice : $N_R = 60$ (revêtements formés par empilement de 7 couches alternées cryolithe-SZn) surface utilisée des lames : $S = 20$ cm² (finesse limite : $N_D = 50$) ; distance des lames : $l_1 = 16,7$ mm.

F.-P. mince (monochromateur) :
Finesse réflectrice : $N_R = 35^{\circ}$;
Distance des lames : $l_2 = l_1/4,5$.

Finesse globale de la chaîne des deux F.-P. : $\mathcal{N} = 260$.

Récepteur : Cellule au SPb suivie d'un amplificateur à détection synchrone. Flux lumineux modulé à 975 cycles/seconde.

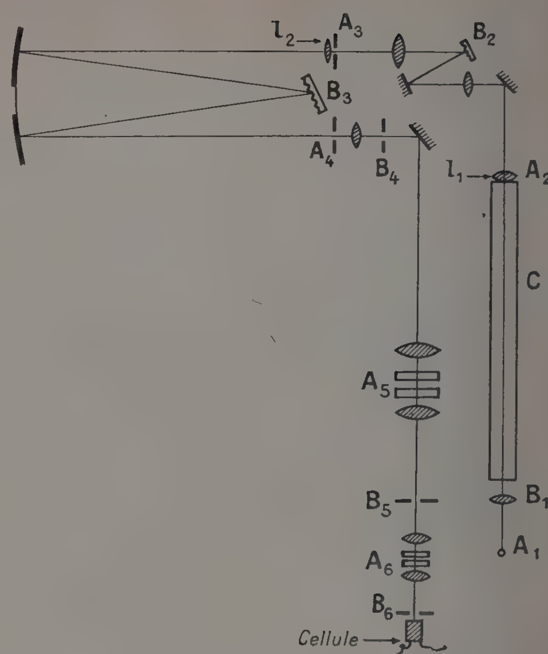


Fig. 2.

$A_1, A_2, A_3, A_4, A_5, A_6$ } Systèmes de points conjugués.
$B_1, B_2, B_3, B_4, B_5, B_6$ }
A_1 = Source.
C = Cuve d'absorption.
B_2 = Réseau prémonochromateur.
B_3 = Réseau.
A_3, A_4 = Fentes du monochromateur à réseau.
B_5, B_6 = Diaphragmes isolateurs des F.-P.

Une photographie de l'ensemble du spectromètre est donnée par la figure 3.



Fig. 3.

4. **Système explorateur.** — Il est nécessaire qu'au cours de l'exploration les bandes passantes du monochromateur à réseau et des deux F.-P. coïncident avec une très grande précision tout au moins en ce qui concerne l'élément résolvant et le premier élément monochromateur, c'est-à-dire ici les deux F.-P. (cf. [1], VIII) ; cette synchronisation est obtenue de la façon suivante : avant le départ de l'enregistrement on amène les bandes passantes des deux F.-P. à coïncider ; dans ce but les lames du F.-P. monochromateur sont placées dans la monture à déplacement mécanique déjà décrite ailleurs (cf. [1], VI et [2]) : la rotation d'une came permet, grâce au déplacement d'une des lames du F.-P. d'amener la bande passante du F.-P. monochromateur à coïncider avec celle du F.-P. épais. Il faut ensuite que les deux bandes passantes se déplacent à la même vitesse ; ceci est aisément obtenu en plaçant les montures des deux F.-P. dans deux enceintes communicantes, dont la pression commune varie linéairement avec le temps (cf. [3]) : à toute variation de pression correspondent des déplacements identiques des deux bandes passantes et la synchronisation obtenue au départ est parfaitement conservée.

L'exploration d'intervalles spectraux étendus est obtenue grâce à un balayage en dents de scie ; celui-ci doit en principe s'effectuer de la façon suivante : chaque F.-P. doit être ramené à son état initial lorsque la radiation qu'il transmet coïncide avec le sommet d'une quelconque des bandes passantes qu'il possède dans son état initial (pression nulle). Cette radiation σ est alors distante de la radiation σ_0 transmise au départ d'un nombre entier d'intervalles entre ordres $\Delta\sigma$. Or dans le système explorateur utilisé les enceintes contenant les deux F.-P. sont nécessairement toujours à la même pression et les retours à l'état initial (pression nulle) ne peuvent s'effectuer que simultanément, donc au moment où l'intervalle spectral exploré à partir de σ_0 est le plus petit commun multiple des I. S. L. des deux F.-P. : $\Delta\sigma(^2) = 9\,\Delta\sigma_1 = 2\,\Delta\sigma_2$. Malheureusement une variation de pression de l'air de une atmosphère ne permet d'explorer, aux environs de $\sigma = 6\,000$ cm^{-1}, qu'un intervalle spectral de 1,8 cm^{-1}, donc inférieur à

$$\Delta\sigma(^2) = 9\Delta\sigma_2 = 2,7 \text{ cm}^{-1}.$$

Il en résulte une légère complication du balayage en dents de scie : on ramène les F.-P. à leur état initial lorsque 6 ordres du F.-P. épais ont été explorés ($\sigma = \sigma_0 + 6\,\Delta\sigma_1$) : une des bandes passantes de ce F.-P. épais coïncide bien dans ces conditions avec la radiation σ transmise par le monochromateur à réseau, mais ce n'est pas le cas pour le F.-P. monochromateur dont il faut déplacer les bandes passantes grâce au dispositif mécanique jusqu'à ce que la plus proche de ces bandes vienne coïncider avec σ ; cette synchronisation à la fin de chaque dent de scie ne demande en fait qu'un temps négligeable par rapport à la durée totale de l'enregistrement.

Résultats. — La seule démonstration vraiment probante des qualités de l'appareil serait un enregistrement montrant la séparation de 2 raies d'absorption distantes de 1/100 cm^{-1}. Nous n'avons malheureusement pu encore y réussir, car nous ne disposons pas actuellement d'une cuve à réflexion multiple permettant d'obtenir des raies d'absorption d'intensité non négligeable et de largeur inférieure au 1/100 cm^{-1}. Dans ces conditions les qualités du spectromètre ont été testées de façon séparée : nous avons mesuré la résolution du spectromètre par enregistrement de la raie du Hg à 15 295 Å : on trouve que la limite de résolution instrumentale est 8/1 000 cm^{-1} nous avons par ailleurs mesuré le signal du récepteur lorsque celui-ci reçoit la bande spectrale de largeur 8/1 000 cm^{-1}

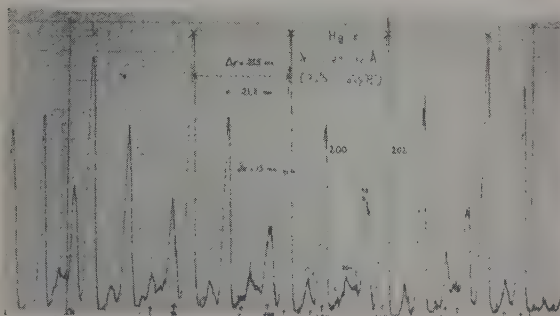


FIG. 4. — Enregistrement de la raie 15 295 Å du Hg ; le signal est enregistré à la sortie du F.-P. épais (cellule en B_5) ; il y a donc un recouvrement d'ordres important.

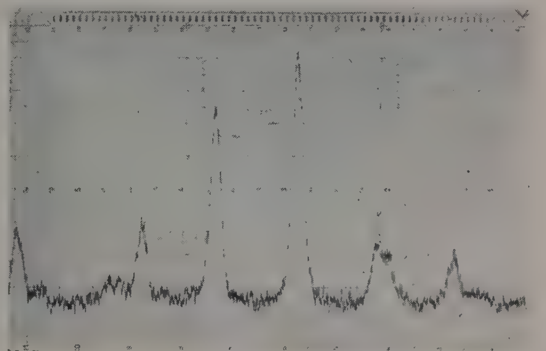


FIG. 5. — Enregistrement de la raie 15 295 Å du Hg par le spectromètre intégral : la résolution est moindre que dans l'enregistrement de la figure 4 car les revêtements réflecteurs diélectriques sont fabriqués pour $\lambda = 16\,500$ Å et n'ont qu'une faible finesse à $\lambda = 15\,295$ Å. Cet enregistrement était destiné uniquement à tester le système explorateur.

découpée par le spectromètre dans un spectre continu : le signal est environ 25 fois supérieur au bruit. Ces deux résultats sont tout à fait satisfaisants.

RÉFÉRENCES

[1] CHABBAL (R.), *Thèse*, Paris, 1957.
[2] CHABBAL (R.) et SOULET (M.), *J. Physique Rad.* 1958, **19**, 274.
[3] DUFOUR (Ch.), *Thèse*, Paris, 1949.

DISCUSSION

D. H. Rank. — Je voudrais montrer une plaque, reproduction d'une figure parue dans un de mes articles (*J. Opt. Soc. Amer.*, **7**, 57) qui représente la structure hyperfine de la même raie du Hg (15-295-A). L'enregistrement a été obtenu dans le 3ᵉ ordre de notre excellent réseau à 300 traits au mm, en double passage, et montre beaucoup de faibles composantes attendues qui n'apparaissent pas sur la plaque présentée par R. Chabbal.

M. Migeotte. — D. H. Rank mérite certainement d'être complimenté sur les résultats qu'il vient de publier, en particulier sur la raie 1,5 micron du Hg. Toutefois, la comparaison des résultats donnés par une des meilleures installations à réseau avec ceux obtenus jusqu'à présent par R. Chabbal peut conduire à une idée fausse de la situation. A mon avis, il faut surtout se rendre compte des possibilités offertes par les dispositifs réalisés et si bien étudiés par R. Chabbal. Ces possibilités seront d'ailleurs bien illustrées dans la communication de R. G. Greenler.

R. Chabbal. — Je pense que D. H. Rank compare son enregistrement à celui que nous avons publié il y a trois ans (*J. Physique Rad.*, 1954, **25**, 749) et non pas à ceux que nous venons de présenter : le premier à haute résolution ($\delta\sigma \doteq 13$ mK) avec recouvrement d'ordres, le second à résolution plus faible ($\delta\sigma \simeq 20$ mK) mais obtenu avec un spectromètre intégral. Le premier sépare parfaitement les composantes C, c, f ; les composantes B, d, g, y sont masquées par recouvrement d'ordre, mais sont en revanche bien isolées dans le 2ᵉ enregistrement ; quand aux composantes A, a b, elles sont masquées dans ~~le~~ premier enregistrement et sortent du domaine spectral étudié par le deuxième enregistrement : en effet aucune de ces deux expériences n'est destinée à l'étude de la raie 15 295 Å, leur but étant seulement la mesure de la largeur à mi-hauteur des composantes. La comparaison de ces enregistrements, si imparfaits qu'ils soient, avec celui de D. H. Rank ne me semble donc pas infirmer la possibilité d'isoler les raies satellites faibles avec un F.-P. : ce problème mériterait un long développement ; disons seulement que l'importance des pieds de la fonction d'appareil du F.-P. peut parfois rendre celui-ci inférieur à un monochromateur à réseau qui aurait *même résolution* et *même luminosité* que le F.-P. considéré.

J. H. Jaffé. — Quel est le domaine spectral explorable avec votre appareil ?

R. Chabbal. — Il est illimité grâce à la méthode en dents de scie. Je rappelle cependant que le passage d'une dent de scie à la suivante n'est pas automatique, mais que le temps nécessaire à la remise en coïncidence est négligeable par rapport au temps d'enregistrement (grand à cause de la faible luminosité).

UN SPECTROMÈTRE INTERFÉRENTIEL FABRY-PEROT POUR L'INFRA-ROUGE

Par ROBERT G. GREENLER *,
Johns Hopkins University, Baltimore, Maryland.

Résumé. — Afin d'éprouver l'avantage que donne théoriquement l'interféromètre Fabry-Perot quand le pouvoir résolvant est limité par l'énergie, on a construit un interféromètre double à balayage, capable de travailler dans la région de 5 à 20 microns. Les lames sont en sel gemme recouvert de couches multiples de Tellure et NaCl ou KBr. Deux étalons sont utilisés en série, l'un épais, isolant une bande spectrale égale à l'intervalle spectral libre de l'autre, chargé de fournir la résolution. L'exploration de longueurs se fait par variation mécanique de la distance des lames. Les performances de l'appareil ont été éprouvées sur la bande de NH_3 à 10 microns.

Abstract. — To investigate the theoretical advantage in the energy-limited resolving power of the Fabry-Perot interferometer, a compound, scanning interferometer has been constructed to operate in the 5 to 20 micron region of the infrared. The interferometer plates are rock salt coated with Te, and NaCl or KBr multilayer films. Two sets of interferometer plates are used. One set is closely spaced to isolate a free spectral range for the other wider-spaced set, which furnishes the final resolving power. Wavelength scanning is effected by a mechanical changing of the plate spacing. The performance of the interferometer has been tested on the 10 micron band of NH_3.

Introduction. — Les spectromètres pour l'infra-rouge ont fait des progrès tels que, dans la région spectrale au delà de quelques microns, beaucoup d'instruments présentent un pouvoir résolvant très voisin de celui qui est permis par la limitation de l'énergie disponible. Le développement de détecteurs plus sensibles ou de sources infra-rouges plus brillantes, pourraient procurer un gain de pouvoir résolvant pour de tels instruments, mais en pratique, la limitation en énergie constitue une limitation réelle du pouvoir résolvant. Il a été montré [1-3] que dans les conditions où le pouvoir résolvant est limité par l'énergie, un interféromètre Fabry-Perot de dimensions raisonnables possède un avantage théorique par rapport au spectromètre à prismes ou à réseaux de dimensions courantes. Afin d'évaluer pratiquement cet avantage un spectromètre interférentiel Fabry-Perot double, à balayage, a été construit et expérimenté dans la région de 10 microns.

Principe et construction. — La figure 1 montre le système optique du spectromètre. La lumière provenant d'une lampe Globar est focalisée sur une ouverture d'entrée, et hachée par un modulateur à mica ; elle est reprise par un collimateur à miroir parabolique « off-axis », traverse 2 étalons Fabry-Perot puis est focalisée par un autre miroir parabolique « off-axis », sur un système optique à 2 miroirs sphériques [4] qui réduit l'ouverture de sortie de l'interféromètre de 12 mm à 3 mm afin de l'adapter à la fenêtre du détecteur Golay.

Les deux étalons ont des épaisseurs différentes. Dans la figure 2, T_1 montre schématiquement la transmission spectrale de l'étalon qui donne la résolution finale. T_2 montre la transmission de l'autre

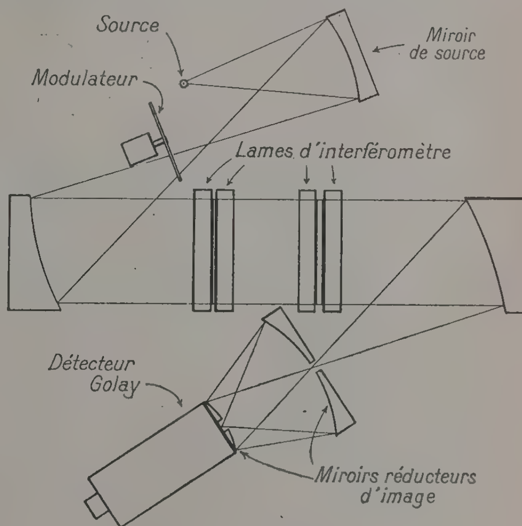


Fig. 1.

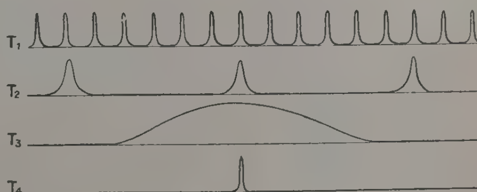


Fig. 2.

* Maintenant à Allis Chalmers Manufacturing Company, Research Laboratories, Milwaukee 1, Wisconsin.

étalon, beaucoup moins épais, qui isole un pic de transmission de T_2. Les ordres adjacents de T_2 sont éliminés par l'emploi d'un filtre interférentiel fixe, composé de couches alternées de Te et NaCl, dont la transmission est donnée par la courbe 3. La courbe 4 représente les produits des courbes précédentes qui est la transmission désirée pour l'ensemble du monochromateur.

Le premier problème rencontré dans la construction d'un tel interféromètre pour l'infra-rouge consiste à trouver des revêtements adéquats pour les lames. Les couches métalliques minces telles que celles qu'on utilise dans le visible ne conviennent pas dans l'infra-rouge au delà de quelques microns à cause du rapport élevé de leur absorption à leur transmission. Mais les couches multiples de tellure et NaCl ou KBr ont été obtenues par évaporation dans le vide et ont les caractéristiques montrées sur la figure 3. Ces revêtements sont composés de couches

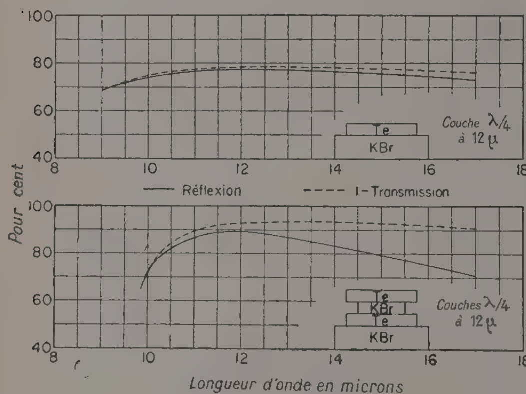


Fig. 3.

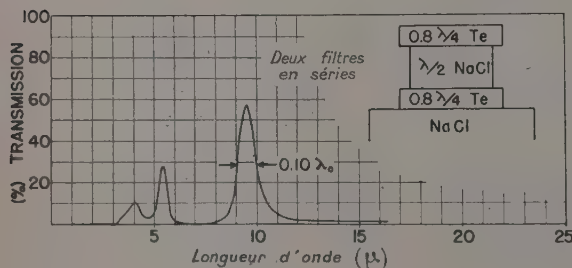


Fig. 4.

épaisses de 1/4 de longueur d'onde à 12 microns. Le coefficient de réflexion et le complément de la transmission $(1 - T)$ sont représentés sur ces courbes de telle sorte que la distance des deux courbes représente l'absorption. La couche simple de tellure montre un pic de réflectivité de 78 % avec une absorption moindre que 1 %. Le système à 3 couches montre à 12 microns une réflectivité de 90 % avec une transmission de 7 %. On voit que ces films ont des caractéristiques utilisables sur un domaine de quelques microns.

La figure 4 montre les caractéristiques d'un filtre passe-bande à couches multiples tellure-NaCl utilisant ce système. Le filtre particulier représenté ici est composé de deux filtres à trois couches mis en série. Les pics secondaires de transmission de ce filtre sont efficacement éliminés par un filtre Kodak à chlorure et sulfure d'argent laissant passer les grandes longueurs d'ondes.

Avec cet interféromètre l'exploration des longueurs d'ondes est effectuée par déplacement mécanique des lames. Les deux étalons doivent balayer à des vitesses différentes de manière à maintenir en coïncidence les pics de transmission des deux systèmes. La méthode utilisée pour faire varier la séparation des lames est illustrée sur la figure 5. Trois

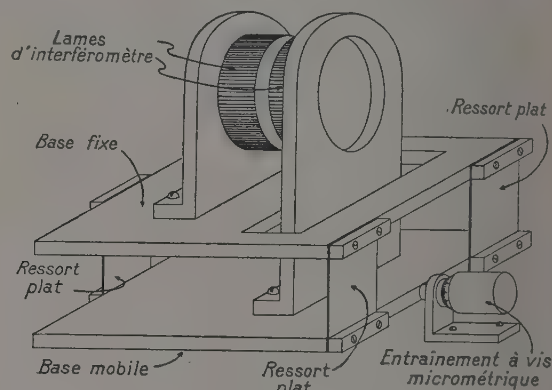


Fig. 5.

ressorts plats en bronze phosphoreux sont fléchis par application d'une force sur la plaque de base inférieure. La plaque supérieure reste fixe. Le mouvement résultant est efficacement limité à une direction perpendiculaire au plan moyen des lames de ressort. Une légère inclinaison de la lame d'interféromètre autour d'un axe horizontal peut être compensée par ajustement de la longueur du ressort simple figuré sur la gauche. En pratique ce ressort est aussi monté de telle sorte qu'il peut tourner légèrement autour de son axe vertical pour éviter une inclinaison de la lame de l'interféromètre autour d'un axe vertical pendant le mouvement. Ces ajustements sont assez efficaces et permettent un balayage de 1 ou 2 mm tout en conservant à la plaque mobile son parallélisme à moins d'une seconde d'arc près.

La figure 6 montre une photographie de cet interféromètre avec une paire de lames et leurs montures enlevées, et la figure 7 montre l'interféromètre assemblé. Les déplacements sont produits par des vis micrométriques reliées ensemble par un train d'engrenages de manière à obtenir le rapport désiré pour les vitesses d'exploration. Le train

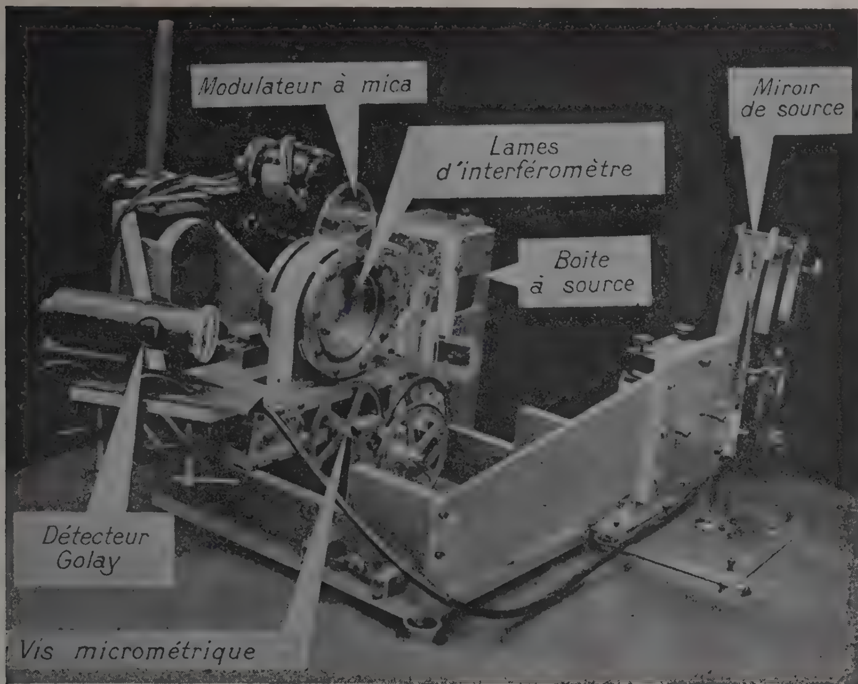

Modulateur à mica
Lames d'interféromètre
Miroir de source
Boite à source
Détecteur Golay
Vis micrométrique

FIG. 6.

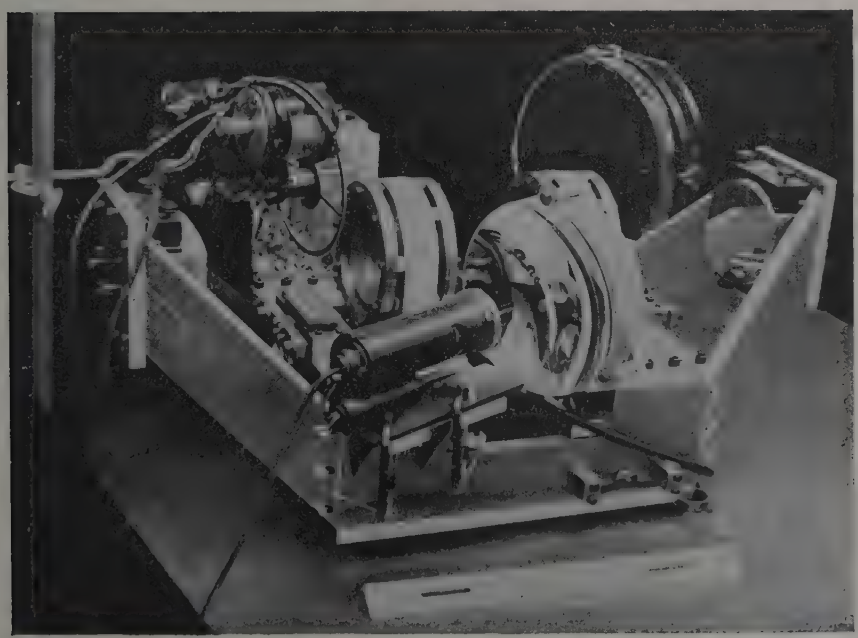


FIG. 7.

d'engrenages entre les deux vis micrométriques comprend une vis d'ajustement qui permet à l'une des vis micrométriques d'être tournée légèrement sans tourner l'autre lorsque les deux lames ont été ajustées approximativement à l'espacement convenable. La rotation de cette vis d'ajustement permet de faire coïncider les deux pics de transmission (T_1 et T_2 sur la figure 2).

Les lames de l'interféromètre sont en sel gemme. Seule la partie centrale, de 50 mm est recouverte avec des couches multiples de tellure, l'anneau extérieur étant légèrement argenté de façon à permettre le réglage du parallélisme des lames par utilisation des franges de Haidinger en lumière visible. L'ajustement initial de l'écartement des lames est fait en observant le spectre cannelé à travers l'anneau argenté avec un petit spectroscope.

Les couches multiples produisent une variation de phase à la réflexion qui varie avec la longueur d'onde. Cet effet a pour conséquence que la distance effective entre les lames change à une vitesse différente de celle de leur distance réelle. On peut compenser cette différence, dans une région spectrale limitée, en changeant la vitesse de déplacement de l'une des lames par rapport à l'autre, ou, comme on le fait ici, en changeant le rapport initial des épaisseurs des étalons.

Performances. — La figure 8 représente une portion du spectre de NH_3 à 10 microns obtenue

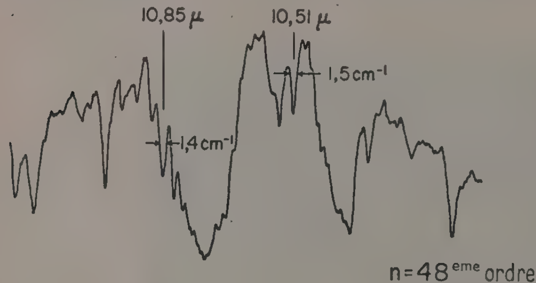


Fig. 8. — Spectre de NH_3 ; 10 cm de pression ; cuve de 7,5 cm.

avec l'interféromètre travaillant dans le 48e ordre. La largeur mesurée de deux de ces raies d'absorption est de 1,5 et de 1,4 cm^{-1}. Un calcul approché tenant compte des largeurs et des intensités de ces raies indique que dans ces conditions l'interféromètre donne une bande passante d'environ 1,3 cm^{-1}.

L'absence de tout bruit sur le spectre enregistré montre que le fonctionnement de l'interféromètre n'est pas limité par l'énergie pour cette résolution. La plus importante limitation dans le fonctionnement de cet instrument particulier est la qualité du mécanisme de déplacement. Il est nécessaire de maintenir la concordance de phase entre les deux étalons avec une exactitude plus élevée que celle que permettent les engrenages commerciaux courants qui ont été utilisés. L'autre difficulté lors de l'enregistrement de ce spectre était le manque de planéité des lames de l'interféromètre. Dans la région centrale de 50 mm de diamètre ces lames de sel gemme n'étaient planes qu'à une demi-frange près de la lumière du sodium. C'est ce manque de planéité qui explique la différence entre la limite de résolution observée, 1,3 cm^{-1}, et la limite prévue 0,8 cm^{-1} dans les conditions de fonctionnement. Cependant les performances de cet instrument dans ces conditions de fonctionnement permettent une évaluation pratique de la résolution, limitée par l'énergie, que l'on pourra attendre avec une source Globar à 950°, le même détecteur, les mêmes revêtements et les mêmes filtres lorsque les problèmes de mécanisme et de planéité des lames auront été résolus.

Pour obtenir le pouvoir de résolution maximum limité par l'énergie, la largeur de la frange de transmission fournie par l'interféromètre, éclairée sous une incidence normale, doit être adaptée à l'étalement des longueurs d'ondes produit par les incidences finies sur les lames de l'interféromètre (liée à la dimension finie de l'ouverture d'entrée). Dans le spectre représenté sur la figure, la résolution était limitée surtout par la finesse des franges. L'aire de l'ouverture d'entrée pourrait être multipliée par un facteur 4 avec une perte de seulement 30 % environ sur le pouvoir résolvant. En outre, l'énergie atteignant le détecteur pourrait être réduite dans un rapport 16 pour donner un rapport signal/bruit de 10. Ces mesures indiquent qu'avec les éléments optiques disponibles actuellement un tel interféromètre pourrait fournir une limite de résolution, limitée par l'énergie, de 0,15 à 0,20 cm^{-1}.

Remerciements.

L'auteur désire adresser ses remerciements au Dr John Strong pour son intérêt et ses encouragements à ses travaux. Ce travail a été fait pour une part avec l'aide du contrat Nonr 248 (01) et pour une autre part avec l'aide du contrat AF 19 (604) — 949.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Rupert (C. S.), Symposium sur la Structure Moléculaire et la Spectroscopie, Ohio State University, juin 1952.
[2] Jacquinot (P.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1954, **44**, 761.
[3] Greenler (R. G.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1955, **45**, 788.
[4] Greenler (R. G.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1956, **46**, 433.
[5] Greenler (R. G.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1957, **47**, 130.

MESURES DE PRÉCISION AVEC LE DOUBLE ÉTALON FABRY-PEROT

Par D. A. JACKSON,
C. N. R. S., Bellevue.

Résumé. — L'étalon double Fabry-Perot est utilisé pour multiplier la finesse (rapport de l'intervalle spectral libre à la largeur instrumentale) du système de franges, par un facteur approximativement égal au rapport des séparations des lames des deux étalons. Avec la méthode photographique habituelle d'enregistrement du système de franges, il devrait être possible de mesurer la position d'une composante à environ 1/20 de sa largeur, soit environ 1/4000 d'ordre avec un double étalon dont le rapport des épaisseurs est grand.

Pour faire des mesures avec cette précision, il faut prendre des précautions pour limiter certaines erreurs systématiques. Quatre causes d'erreur sont discutées : 1) l'effet de la non-linéarité de la dispersion ; 2) l'erreur due au défaut d'alignement dans la direction verticale, des deux étalons ; 3) l'erreur provenant de la suppression insuffisante des maxima secondaires, qui peut être importante avec de grands rapports d'épaisseurs, si la structure est compliquée et comporte des composantes d'intensités très différentes ; 4) l'erreur systématique, qui ne se produit qu'avec les jets atomiques, due à l'effet Doppler, erreur qui se produit aussi avec le simple étalon, mais qui n'est importante qu'avec le double étalon en raison de la valeur plus élevée du rapport de l'intervalle spectral libre à la largeur de raie.

Abstract. — The double Fabry-Perot etalon is used to increase the finesse (ratio of spectral range to instrumental width) of the fringe system, approximately in the ratio of the plate separations of the two etalons. Using the conventional photographic method of recording the fringe system, it should be possible to measure the position of a component to about 1/20 of its width, or about 1/4 000 order with a double etalon with a high ratio of the plate separations.

When measurements are made to this accuracy, precautions must be taken to limit certain systematic errors. Four sources of error are discussed : 1) the effect of the non-linear dispersion ; 2) the error due to the misalignment in the vertical direction of the two etalons ; 3) the error due to the insufficient suppression of the subsidiary maxima, which can be serious with large ratios of the plate separations when the structure is complicated and has high intensity ratios ; 4) the systematic error, confined to atomic beam measurements, due to the Doppler effect, which occurs also with the simple etalon, but is of importance only with the double etalon, due to the greater ratio of spectral range to line width.

Cet article traite des précautions spéciales qui sont nécessaires si l'on veut obtenir des mesures aussi précises que possible des structures hyperfines par la méthode photographique d'enregistrement, quand on utilise le double étalon pour obtenir les pouvoirs de résolution très élevés, de l'ordre de 5×10^6 à 10^7, indispensables pour examiner le rayonnement des jets atomiques. L'effet du double étalon est ici de multiplier la finesse du système de franges, par un facteur égal au rapport des deux étalons, c'est-à-dire par un facteur qui est d'ordinaire de l'ordre de cinq, mais peut atteindre dix. S'il faut augmenter la précision de la mesure pour profiter de cette augmentation de finesse, il faudra déterminer la position d'une composante (exprimée en fraction d'ordre) avec une précision proportionnellement plus grande ; avec un seul étalon, c'est de l'ordre de 1/1 000, mais avec un double étalon, il faut atteindre 1/5 000 ou 1/10 000 d'ordre. On a un bon exemple de cette différence avec les mesures de la structure hyperfine des raies de résonance de l'indium. Avec une lampe à cathode creuse refroidie à l'eau, observée avec un seul étalon de 1 cm d'épaisseur, la largeur combinée, instrumentale et Doppler, est d'environ 30 mK et l'écart moyen entre les mesures des différents interférogrammes était de 1,5 mK, tandis qu'avec un jet atomique à collimation élevée et un double étalon d'épaisseurs 1 cm et 5 cm, ce qui donne une largeur de raie combinée de 4 à 5 mK, l'écart moyen entre mesures sur différents interférogrammes était d'environ 0,8 mK, c'est-à-dire qu'elle n'était réduite que d'un facteur de deux, au lieu d'environ six (facteur par lequel la largeur de raie était réduite). L'écart moyen entre différentes mesures du même interférogramme était environ trois fois plus petit ; de plus, dans le cas de composantes d'intensité égale et séparées de 20 à 30 mK environ, proches par conséquent mais très bien résolues, l'écart moyen entre différents interférogrammes n'était que de 0,3 à 0,4 mK. Il semblait donc que les écarts plus grands que prévus dans les mesures de jet atomique avec le double étalon n'étaient pas dus seulement à des erreurs fortuites, mais aussi à des erreurs systématiques qui pouvaient être réduites en prenant les précautions appropriées.

La première erreur systématique qui sera considérée est due à la non-linéarité du système de franges, la dispersion étant inversement proportionnelle à la distance du centre. Par suite, le point

médian entre les deux bords d'une frange ne correspond pas à la position de la longueur d'onde moyenne, mais est un peu déplacé vers le centre ; toutefois, c'est la position de ce point médian qui est mesurée avec le comparateur.

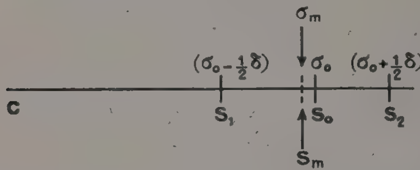


Fig. 1. — Calcul de l'erreur systématique, due à la dispersion non linéaire, dans la mesure des franges d'étalon. S_1 et S_2 sont les bords de la frange, S_m est la position mesurée et S_0 est la position correspondant au nombre d'onde moyen de la frange.

Dans la figure 1, C est le centre du système de franges, S_1 et S_2 sont les distances des bords de la frange à C, Sm est la moyenne de S_1 et S_2, à partir de laquelle on calcule σ_m, tandis que S_0 est la position correspondant au nombre d'onde moyen σ_0, les nombres d'onde des bords étant $\sigma_0 - \frac{\delta}{2}$ et $\sigma_0 + \frac{\delta}{2}$, δ étant la largeur de la frange. On peut montrer que : $\sigma_m = \sigma_0 - \frac{\delta^2}{16\,\sigma_0}$. L'erreur systématique qui peut provenir de l'effet de dispersion variable est donc de l'ordre de $\delta^2/16\,\sigma_0$. Puisqu'elle décroît en raison inverse de σ_0, on peut la réduire à une quantité négligeable en mesurant des franges éloignées du centre, mais ceci n'est pas souhaitable car ce serait une région où la dispersion est faible et où le pouvoir de résolution tombe en raison de l'occultation des rayons ayant subi un nombre élevé de réflexions. Il est donc nécessaire de faire les mesures dans une région aussi proche du centre que possible, sans que cette erreur systématique devienne comparable aux erreurs accidentelles Le tableau suivant indique la valeur de l'erreur $\frac{\delta^2}{16\sigma_0}$ pour trois valeurs différentes de δ et pour σ_0 variant entre 10 et 200 mK ; la distance au centre (S) se rapporte à un objectif de 1 m de distance focale, à la longueur d'onde 4 000 Å :

	$S \rightarrow$	0,9	1,3	2,0	2,8	4,0 mm
	$\sigma_0 \rightarrow$	10	20	50	100	200 mK
δ	3 mK	0,06	0,03	0,01	0,006	0,003 mK
	5 mK	0,15	0,08	0,03	0,015	0,008 mK
	10 mK	0,62	0,31	0,12	0,06	0,03 mK

Il ressort de ce tableau que l'erreur systématique ne doit pas dépasser 1/100 de la largeur de raie si les franges ne sont pas mesurées à une distance du centre comprise entre 1,3 et 2,0 mm. On doit faire les mesures des deux côtés du centre, puisque cela permet de faire le calcul si l'on mesure une seule frange dans deux ordres, c'est-à-dire à 50 et à 550 mK, pour un domaine spectral de 500 mK. La dispersion ($\lambda = 4\,000$ Å) pour la frange extérieure est approximativement 0,008 mm/mK, et comme l'erreur fortuite de mesure est au moins 1/40 de la largeur de raie, ou 1/1 000 mm pour une largeur de 3 mK, et que la précision de mesure qu'on peut atteindre avec un bon comparateur est de 1/1 000 mm, la dispersion est adéquate pour permettre l'utilisation des données sans perte de précision. Si, au contraire, les franges n'étaient mesurées que d'un seul côté, il serait nécessaire de mesurer une frange dans au moins trois ordres, c'est-à-dire à 50, 550 et 1 050 mK, et des erreurs plutôt plus grandes que l'erreur fortuite de mesure seraient introduites dans le calcul. On pourrait l'éviter en utilisant un objectif de 200 cm de distance focale, mais ceci diviserait l'intensité par quatre. On peut aussi réduire cette source d'erreur systématique due à l'échelle non linéaire en faisant un certain nombre d'interférogrammes avec différents réglages de la pression de l'air de façon à balayer un intervalle spectral équivalent à un ordre environ (de l'étalon le plus mince). De cette façon, chaque partie de la figure de structure hyperfine, dans la totalité du domaine spectral, est mesurée une fois dans la position proche du centre, et lorsqu'on fait la moyenne de toutes les mesures, les erreurs systématiques se compensent.

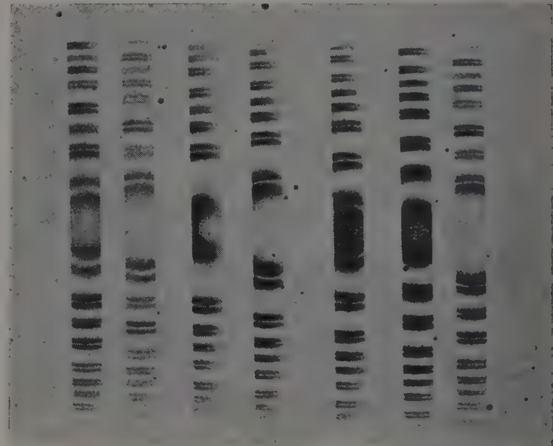


Fig. 2. — Série d'interférogrammes de la structure hyperfine de la raie 4 101 Å de l'indium (absorption de jet atomique) obtenus en faisant varier la pression totale du double étalon (épaisseurs : 5 cm et 1 cm) de façon à balayer un intervalle d'un ordre.

Une seconde cause d'erreur systématique peut provenir du défaut d'alignement des deux étalons dans la direction verticale, ce qui cause un petit déplacement du maximum de l'étalon épais ; cet effet est d'autant plus grand que le rapport des épaisseurs est plus petit et que la réflectivité de l'étalon le plus mince est plus élevée ; il n'est grand qu'à la limite extérieure du domaine sur lequel les franges sont mesurées, à cause de la dispersion

plus faible, tandis qu'au centre il est négligeable. Dans le cas cité plus haut, un défaut d'alignement de 1/20 mm dans les deux systèmes de franges (1/20 000 radian) est équivalent à environ 1/80 d'ordre de l'étalon étroit à la limite extérieure du domaine spectral, et si la réflectivité des deux étalons est de 86 %, ce qui donne une finesse de 20, le déplacement est d'environ 1/10 d'ordre de l'étalon épais, et ainsi nettement plus grand que l'erreur fortuite. On peut éliminer cette cause d'erreur en faisant les mesures des deux côtés du centre du système de franges, puisque l'erreur est égale, mais de signe contraire des deux côtés. On peut la réduire en mesurant un certain nombre d'interférogrammes avec de petites différences dans la différence de pression qui amène les étalons en phase (de l'ordre de $\pm$ 1/100 d'ordre de l'étalon étroit).

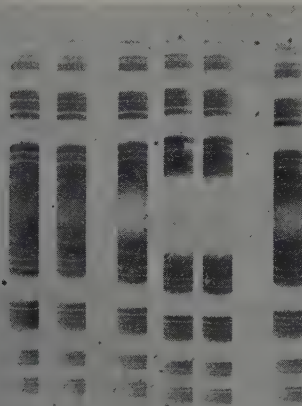


Fig. 3. — Série d'interférogrammes de la structure hyperfine de la raie 4 511 Å de l'indium (absorption de jet atomique) obtenus en faisant varier légèrement la pression de mise en phase et la pression totale du double étalon (épaisseurs : 5 cm et 1 cm).

Une troisième cause d'erreur systématique est la suppression incomplète des maxima secondaires qui peut être grave quand le rapport des épaisseurs des deux étalons est grand, si la structure est compliquée et comporte des composantes d'intensité très différentes. Le pire cas est celui où le premier maximum secondaire d'une composante forte est distant d'à peu près la moitié de la largeur de raie du maximum principal d'une composante très faible. Ainsi, si l'intensité du premier maximum secondaire est 1/20 (réflectivité de l'étalon étroit = 0,86, rapport = 6 : 1) et si la raie forte est dix fois plus intense que la raie faible, le déplacement est de l'ordre d'un cinquième de la largeur de raie. L'effet est moins grave en absorption, puisque si l'absorption de la composante la plus faible n'est pas inférieure à 25 %, le plus grand rapport d'intensité effectif est inférieur à 4 : 1. On peut éviter cette cause d'erreur en employant une réflectivité plus élevée pour l'étalon étroit, au prix d'une perte d'intensité, ou en utilisant un choix de domaines spectraux différents et de rapports des épaisseurs d'étalon tel qu'on puisse observer les composantes faibles sans qu'il y ait superposition partielle par des maxima secondaires de composantes intenses.

Une quatrième sorte d'erreur systématique, qui ne se produit qu'avec les jets atomiques, est due à l'effet Doppler ; bien qu'elle existe aussi avec le simple étalon, elle n'est importante qu'avec le double étalon, en raison de la précision plus grande requise pour un domaine spectral donné. Au centre du système de franges, la ligne de visée de l'interféromètre est normale à la direction moyenne des atomes dans le jet, mais pour un point quelconque du système de franges excentré d'un angle θ, la direction d'observation du jet diffère de la normale par cet angle et il en résulte un déplacement Doppler approximativement égal à $\sigma_0\left(\frac{v}{c}\right)\theta$, où v est la vitesse moyenne des atomes, c est la vitesse de la lumière et σ_0 est le nombre d'onde. Cette quantité est égale à 0,7 $\Delta\theta$, où Δ est la largeur Doppler d'une raie émise par la vapeur ordinaire à la température de la source du jet atomique et elle est sensiblement égale à $0{,}7\delta(l/d)\ \theta$, où δ est la largeur de la raie donnée par le jet atomique et l/d est la collimation du jet. Si la dispersion du système de franges était constante, cela n'introduirait pas d'erreur puisque toutes les composantes seraient déplacées d'une quantité proportionnelle à leur distance au centre, ce qui aurait pour simple effet de diminuer ou d'augmenter la dispersion ; mais la dispersion est inversement proportionnelle à la distance au centre et par suite le déplacement qui est proportionnel à cette distance, n'est pas proportionnel à la différence en nombre d'onde. Dans le cas cité plus haut, où l'on a fait les mesures dans un domaine de 50 à 550 mK, le déplacement diffère de la valeur qu'il aurait s'il était linéaire, par approximativement $0{,}3 \times 10^{-3}\ \Delta$ près du centre du domaine spectral, et produit une erreur systématique de cet ordre. Si la collimation est 40 : 1, cela fait environ un cinquantième de la largeur de raie, et n'est donc pas négligeable si l'on fait un grand nombre de mesures (avec la même position relative des composantes de structure hyperfine dans le domaine spectral) pour réduire l'erreur fortuite. Puisque l'erreur est égale, mais de signe contraire de chaque côté du centre, on peut l'éliminer en faisant des mesures des deux côtés du centre.

Une cause beaucoup plus grave d'erreur d'un type systématique, due à l'effet Doppler des jets atomiques, peut provenir de l'obstruction des fentes ou des tubes qui produisent les jets. Si un jet atomique, de gallium ou d'indium par exemple, est formé au

moyen d'un long tube de silice, le métal qui se condense dans le tube, juste au-dessus du four, n'y retourne pas, mais forme un anneau qui est quelquefois très irrégulier et peut être excentré par rapport à la direction d'observation, ce qui donne naissance à un déplacement Doppler qui peut atteindre le quart de la largeur de raie. Dans la méthode photographique cela n'entrainerait pas un grand déplacement dans les interférogrammes, en raison de l'effet d'intégration, sauf dans le cas de raies d'intensités très différentes, mais dans la méthode de balayage par variation de pression où les différentes parties du domaine spectral sont observées à des instants différents, l'effet se ferait pleinement sentir On peut réduire cette cause d'erreur dans la méthode d'absorption en s'arrangeant pour que la lumière dans laquelle on observe l'absorption traverse le jet un certain nombre de fois (de préférence un nombre pair) dans des directions opposées ; dans la méthode d'émission, on peut placer un réflecteur derrière le jet (sauf dans le cas de raies de résonance quand l'auto-absorption aggraverait l'effet). On peut la réduire aussi en prenant un grand nombre d'interférogrammes, car la répartition au hasard du déplacement tend à éliminer l'erreur.

De récentes mesures de structure hyperfine avec le double étalon et le jet atomique dans la région 4 000 à 4 500 Å, dans les spectres de l'indium [1] et du gallium [2], ont montré qu'en prenant les précautions indiquées plus haut pour éviter les erreurs systématiques, ce qui suppose qu'on fait une cinquantaine d'interférogrammes de la structure de chaque raie, on peut atteindre une précision de 0,05 à 0,1 mK ; la précision des mesures peut être vérifiée à la fois par comparaison avec des mesures en ondes centimétriques et par comparaison des intervalles déterminés soit à partir de raies différentes, soit à partir de paires différentes de composantes dans la même raie.

L'observation de la structure par enregistrement photoélectrique et exploration de la tache centrale du système de franges par variation de pression présente l'avantage évident qu'elle échappe à la plupart des erreurs systématiques inhérentes à la méthode photographique, mais cette méthode présente deux inconvénients peut-être assez sérieux. Premièrement, tandis qu'avec l'étalon simple, la position d'une composante doit être déterminée au millième d'intervalle spectral libre près, avec le double étalon, une précision à peu près dix fois supérieure est nécessaire et il faudra encore des perfectionnements pour que la synchronisation de la pression de l'air dans les étalons et du déroulement de l'enregistreur atteigne ce degré de précision. En second lieu, par suite de déplacements des composantes pendant l'intervalle de temps nécessaire pour balayer le domaine spectral, déplacements dus soit à de petits changements de l'épaisseur effective des étalons (petites variations de température ou modifications du réglage), soit, avec des jets atomiques, au déplacement Doppler causée par un blocage irrégulier des fentes ou du tube, il peut se produire des erreurs plus grandes que l'erreur fortuite de mesure.

RÉFÉRENCES

[1] JACKSON (D. A.), *Proc. Roy. Soc.*, 1957, A **241**, 283.
[2] JACKSON (D. A.), *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 1738.

DISCUSSION

J. Ring. — Avez-vous pensé à l'emploi possible d'une raie étalon pour améliorer la précision des mesures de distance des composantes par la méthode d'enregistrement ? La « définiance » réalisable pratiquement pourrait peut-être devenir suffisante si cette raie étalon tombait très voisine de la raie à mesurer, de sorte qu'il serait suffisant d'explorer une fraction d'ordre ?

D. A. Jackson. — Pour que cette méthode soit utile il serait nécessaire que la raie de référence ait une largeur peu supérieure à celle des raies à mesurer, soit quelques millikaisers dans ce cas, ce qui ne pourrait être obtenu qu'avec une source à jet atomique. De plus, dans la plupart des cas où l'on utilise un double étalon, la structure hyperfine s'étend sur un domaine peu inférieur à l'intervalle spectral libre, et en conséquence l'exploration ne peut être limitée à une fraction d'ordre.

P. Connes. — On pourrait aussi (comme il est suggéré dans ma communication sur le F. P. S.), utiliser, au lieu de raie étalon, le spectre cannelé donné par un deuxième F. P. S., beaucoup plus épais que l'étalon de mesure, qui fournirait des marques d'étalonnage.

D. A. Jackson. — En principe cette méthode devrait donner une solution au problème de la recherche d'une raie étalon ; mais il serait très difficile d'obtenir que la longueur de l'étalon F. P. S. reste constante avec la précision nécessaire, équivalente ici à environ un millième d'ordre d'un étalon de 10 cm.

H. J. Lucas-Tooth. — Pour obtenir la précision exigée par D. A. Jackson avec la méthode d'enregistrement par variation de pression de P. Jacquinot, la position du contact qui définit la hauteur du mercure devrait être contrôlée à environ 10^{-3} mm près. La méthode modifiée qui a été décrite précédemment par H. G. Kuhn et moi-même permet d'obtenir cette précision.

D. A. Jackson. — Il semble qu'effectivement votre méthode de contrôle et d'enregistrement de la pression a la possibilité d'atteindre la précision nécessaire au double étalon.

SPECTRES CANNELÉS DANS LA TECHNIQUE DU DOUBLE ÉTALON

Par H. G. KUHN et S. A. RAMSDEN,
Clarendon Laboratory, Oxford et A. E. R. E. Harwell-Deadcott, Berks., G. B.

Sommaire. — Quand on utilise un double étalon couplé avec un spectrographe, on obtient un spectre cannelé en l'éclairant en lumière blanche ; ceci fournit une méthode commode de mise en phase des deux étalons. La méthode présente des avantages particuliers pour les raies faibles ou ultra-violettes.

Abstract. — When a double etalon is used in conjunction with a spectrograph, illumination from a continuous source produces heterochromatic fringes ; these provide a convenient means of phase adjustment. The method offers special advantages for weak or ultra-violet lines.

Dans la plupart des applications du double étalon, il est non seulement permis, mais même souhaitable que le rapport des épaisseurs ne soit pas exactement un nombre entier. Si l'on utilise ce dispositif avec un spectrographe et qu'on l'éclaire en lumière blanche, on voit apparaître dans le plan focal du spectrographe une série de franges brillantes fines [1]. Elles indiquent les longueurs d'ondes pour lesquelles les étalons sont en coïncidence de phase et offrent un moyen commode de faire le réglage de phase. Leurs positions sont les mêmes que celles des cannelures produites par un seul étalon dont l'épaisseur d est définie par la relation :

$$d = D' - mD$$

où D et D' sont les épaisseurs des étalons réels et m est un nombre entier.

Pour le réglage de phase, l'épaisseur optique, c'est-à-dire la pression de l'air, est modifiée jusqu'à ce qu'une des cannelures coïncide avec la raie à étudier. Le réglage sur un maximum d'intensité, qui était le procédé habituel, est ainsi remplacé par le réglage sur une position.

La méthode est spécialement avantageuse si le réglage doit être fait par photographie, soit que la raie se trouve dans l'ultra-violet, soit qu'elle soit trop faible pour être facilement visible. Deux photographies prises à des pressions d'air différentes suffisent pour déterminer la valeur de la pression qui assure l'exacte coïncidence de phase. En photographiant simultanément une raie de référence intense, convenablement choisie, et en mesurant les franges, on peut ultérieurement faire le réglage de phase visuellement au moyen de la raie de référence et faire ensuite varier la pression d'une quantité connue. Ce procédé est intéressant quand on utilise des sources de courte durée, telles que des décharges avec des isotopes enrichis [2].

BIBLIOGRAPHIE

[1] Kuhn (H. G.) et Ramsden (S. A.), *Proc. Phys. Soc.*, 1956, B **69**, 1309.

[2] Kuhn (H. G.) et Ramsden (S. A.), *Proc. Roy. Soc.*, 1956, A **237**, 485.

VII. — PROBLÈMES MÉTROLOGIQUES.

TECHNIQUES NOUVELLES EN MÉTROLOGIE INTERFÉRENTIELLE AU NATIONAL RESEARCH COUNCIL OF CANADA

Par K. M. BAIRD,
Division of Applied Physics National Research Council, Ottawa.

Résumé. — Cette communication décrit quelques-unes des nouvelles techniques utilisées actuellement aux National Research Laboratories, participant aux travaux de redéfinition du Mètre International.

La première est une méthode de balayage cyclique des franges de l'étalon de Fabry-Perot. Le balayage s'obtient par variation de la pression dans l'enceinte où se trouve l'étalon. Cette méthode a été employée pour la mesure de petites variations de longueurs d'ondes.

Une modification de cette technique, utilisant la photographie, permet d'enregistrer simultanément un grand nombre de raies.

Un interféromètre, du type Michelson, utilise une technique permettant une détermination précise et commode de l'ordre d'interférence ; elle permet de calibrer des étalons de longueur à traits aussi aisément que des étalons à bouts.

Abstract. — This paper deals with some of the new techniques which are being used at the National Research Laboratories in order to assist in the redefinition of the International Metre.

The first of these is a method of cyclical scanning of the interference fringes formed by the Fabry-Perot etalon. The scanning is done by pressure changes in the atmosphere surrounding the etalon. This method has been applied to the measurement of small wavelength shifts.

A modification of this technique, using a photographic record, enables a great many spectral lines to be recorded simultaneously.

An interferometer, based on Michelson's type, makes use of a technique whereby precise determination of the order of interference can be made conveniently ; it enables line standards of length to be calibrated as easily as end standards.

Dans un programme de recherches en relation avec la redéfinition du Mètre International quelques techniques spéciales sont utilisées aux National Research Laboratories of Canada. Les techniques ont été développées pour certaines applications spécifiques mais sont aussi d'un intérêt général. Elles seront décrites brièvement dans ce qui suit.

La première de celles-ci est une méthode de balayage photoélectrique des franges d'un interféromètre Fabry-Perot au moyen de variations de pression de l'atmosphère entre les lames. La caractéristique spéciale de cette méthode est l'emploi d'un balayage cyclique pour observer avec une grande précision l'ordre d'interférence de l'étalon pour une longueur d'onde particulière. Ici l'on considère son application à la mesure de très petites variations de longueur d'onde dues aux modifications des conditions d'excitation, tel l'effet de pression, mais elle est aussi applicable à la mesure de longueurs physiques ou à la comparaison de longueurs d'onde.

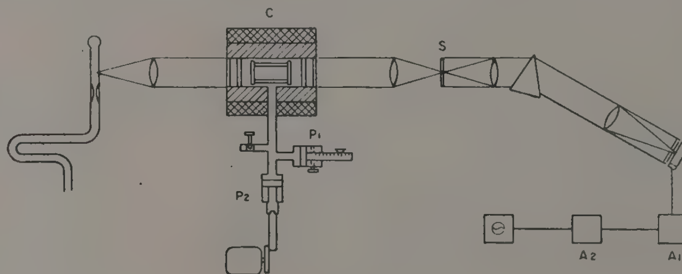


FIG. 1.

Le principe général du balayage par pression variable est si bien connu que le dispositif expérimental sera simplement indiqué par la figure 1.

La pression dans la chambre C, et par conséquent la séparation optique des lames de l'étalon, était contrôlée par deux pistons, P_1 et P_2. Le piston P_2 était actionné par un moteur synchrone de façon à faire osciller la pression à 15 c. p. s. et avec une amplitude telle que l'oscillation correspondante de

l'ordre d'interférence fût approximativement égale à la largeur à mi-hauteur des franges brillantes. Le piston P_1 était actionné à la main pour ajuster la pression moyenne ; il était muni d'une règle de précision et d'un vernier de façon à pouvoir lire son déplacement.

Le séparateur de l'étalon, en invar, était en forme de cage, de sorte que les changements de pression et les oscillations étaient transmis également aux surfaces intérieures et extérieures des lames de quartz. La température moyenne dans la chambre était contrôlée à quelques millièmes de degré et n'était pas sujette à de brusques variations.

La sortie du photomultiplicateur était connectée à un préamplificateur A, alimenté par batterie, avec un filtre L-C pour supprimer les composantes très différentes du 15 c. p. s. Le signal était alors envoyé à travers le multiplicateur de Q, A_2, qui supprimait les composantes proches du 15 c. p. s, à un oscilloscope balayé à 30 c. p. s. en phase avec le piston oscillant. Ce dispositif donnait une indication sensible de la modulation à 15 c. p. s. de la lumière tombant sur le photomultiplicateur, en phase avec l'oscillation du piston. Le signal observé était la séparation entre les parties positives et négatives du signal sinusoïdal sur l'oscilloscope.

Cet appareil a rendu possibles des déterminations très commodes et très précises de changements de longueur d'onde causés par des variations des conditions de fonctionnement de la lampe. Dans une série typique de remises à zéro à 1 minute d'intervalle pendant une période de 30 minutes, l'écart quadratique moyen des différents réglages était inférieur à 1/1 000 d'ordre avec un étalon de 62,5mm. Ceci correspond à une variation relative de longueur d'onde d'environ 4.10^{-9} et comporte la dispersion due aux variations de température, au jeu et aux erreurs de lectures de P_1, aux fluctuations de lampe etc.

La sensibilité ci-dessus était obtenue pour les raies verte et bleue du mercure ; elle est un peu moindre pour les raies jaunes et beaucoup plus faible pour l'extrémité rouge du spectre, c'est-à-dire pour la raie rouge du cadmium à 6 438 Å, où la

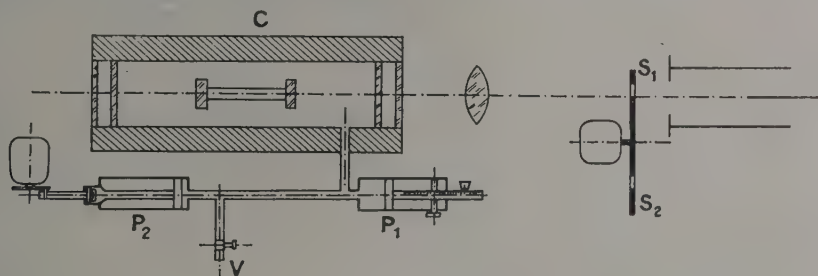


FIG. 2.

sensibilité du photo-multiplicateur est très faible. La sensibilité dans cette région peut être accrue par l'emploi d'une cellule photoélectrique sensible dans le rouge, par refroidissement de la cellule, et par l'emploi d'un système de détection plus sensible à la phase. Cependant, les deux premières modifications n'ont pas tout l'intérêt qu'on pourrait en attendre parce qu'on ne réduit pas beaucoup le rapport bruit/signal, le bruit étant dû en majeure partie au flux lumineux continu.

Un système beaucoup plus sensible aux variations de phase et une méthode permettant d'employer une portion plus petite de la cathode sont en cours d'étude et l'on espère ainsi améliorer la sensibilité d'environ un ordre de grandeur.

Le balayage par oscillations à 15 c. p. s. semble avoir un avantage considérable sur le balayage du type continu dans des applications telles que celle-ci où une dérive introduirait une erreur importante. Le principe du balayage, qui a le grand avantage d'être exempt d'erreurs systématiques, n'est pas limité à la technique photoélectrique mais peut aussi être adapté à la photographie. En ce cas il a en plus l'avantage d'enregistrer plusieurs raies à la fois. Les modifications simples qui sont nécessaires apparaissent en se référant à la figure 2 : on remplace la cellule de la figure 1 par une plaque photographique et on ajoute un secteur synchronisé avec le piston oscillant devant la fente du spectrographe. Le secteur comporte des fentes disposées de telle façon que la moitié supérieure de la fente du spectrographe soit exposée durant une partie du cycle du piston P_2 et la moitié inférieure durant une partie du cycle déphasée de π. Les deux moitiés de la fente qui sont ainsi exposées alternativement se rejoignent sur un diamètre de la tache centrale du système d'anneaux.

Une partie d'un spectrogramme obtenu de cette façon est illustrée sur la figure 3. Dans les cas où le cycle de balayage n'est pas symétrique par rapport au sommet de la frange, il y a un changement brusque de densité à la ligne de séparation des moitiés inférieure et supérieure de la fente, comme en a et b. D'autre part si l'on fait une série

de poses pour différents réglages du piston statique. c'est-à-dire de l'ordre d'interférence, il est facile de déterminer pour n'importe quelle raie la position

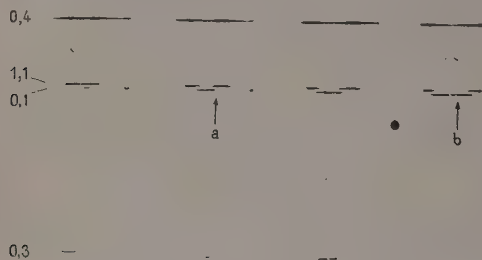


Fig. 3.

du piston qui correspond à un réglage sur le sommet de la frange. On peut ainsi déterminer l'ordre fractionnaire d'interférence pour la position O de P_1.

La figure 4 montre une partie d'une série de

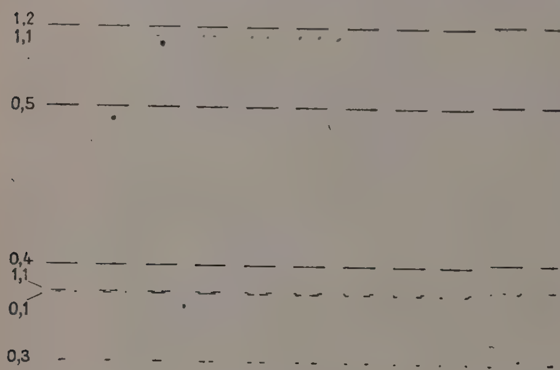


Fig. 4.

20 poses à variation d'ordre d'interférence connue. Il est facile d'en déduire l'ordre fractionnaire d'interférence de l'une quelconque des raies. Les nombres indiquent les erreurs commises en millièmes d'angströms, quand on tire de cette plaque la longueur d'onde des raies montrées, qui sont les raies du spectre visible de ^{198}Hg. Ces erreurs sont dues surtout à l'importance de la variation de l'ordre d'interférence d'une pose à l'autre ; il est clair, à l'examen de la plaque, qu'une variation beaucoup plus petite pourrait être utilisée avec profit pour des raies aussi fines.

La figure 5 montre l'apparence d'un spectre plus dense, à savoir le spectre du fer.

Cette méthode est suggérée pour établir les longueurs d'onde d'étalons secondaires. Les plaques présentées proviennent seulement d'un essai préliminaire mais la considération des quantités mises en jeu indique que la précision devrait être au moins aussi bonne que celle de la méthode classique de mesure des anneaux et serait beaucoup plus rapide. De plus elle a l'avantage bien connu de ne pas avoir à craindre les erreurs systématiques qui peuvent être associées à un système d'anneaux étendu.

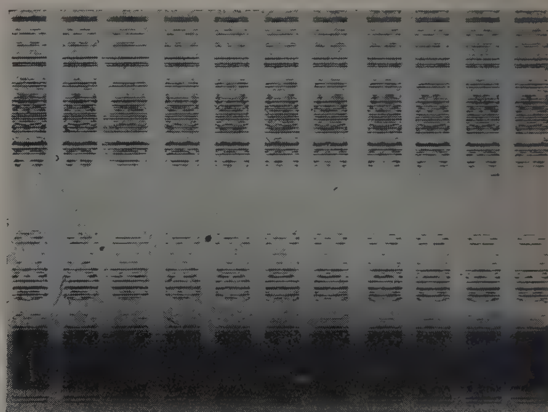


Fig. 5.

Il est intéressant de noter que, si l'on devait publier des déterminations de longueurs d'onde par une telle méthode, toutes les preuves nécessaires pour vérifier les valeurs données seraient contenues sur une reproduction d'une plaque du type précédent pourvu qu'une série de raies connues telles que celles du spectre de Hg, y soient contenues également. Il suffirait que le lecteur fasse confiance au rapport de l'expérimentateur en ce qui concerne les conditions d'excitation du spectre.

Il est clair qu'il y a d'autres façons d'obtenir un enregistrement photographique convenable de la frange balayée ; par exemple, on pourrait utiliser une plaque du spectrographe en mouvement continu etc... ; la méthode indiquée est probablement la plus simple d'emploi.

La 3e technique qui sera décrite est celle d'un comparateur pour mesurer des étalons de longueur à traits tels que des règles d'un mètre directement en fonction de longueurs d'onde.

Avec le récent accroissement de la précision exigée des étalons de longueurs, du fait que le Mètre International sera vraisemblablement défini en fonction d'une longueur d'onde lumineuse dans le proche avenir, il devient de plus en plus important d'être capable d'étalonner des étalons de longueurs en fonction de longueurs d'onde. Cela a déja été fait évidemment : depuis que Michelson et Benoit ont, pour la première fois, rapporté le Mètre à la raie rouge du cadmium, en 1895, la mesure a été répétée six fois dans des pays différents, par plusieurs méthodes différentes et l'accord obtenu a été excellent (mieux que $\pm$ 3 dix millioniemes,

soit 0,3 μ pour 1 m). Cependant c'étaient de longues et délicates expériences, difficilement adaptables à un étalonnage de routine.

L'instrument qui va être décrit, est conçu pour un étalonnage de routine bien qu'il puisse donner la même précision. Cela est rendu possible principalement grâce aux nouvelles sources à isotopes qui permettent des mesures très faciles de longueurs relativement grandes par interférométrie, mais aussi en partie grâce à l'emploi de nouvelles techniques.

Le principe de la mesure est très simple. Comme l'indique la figure 6. L'étalon, ou la règle, G, est

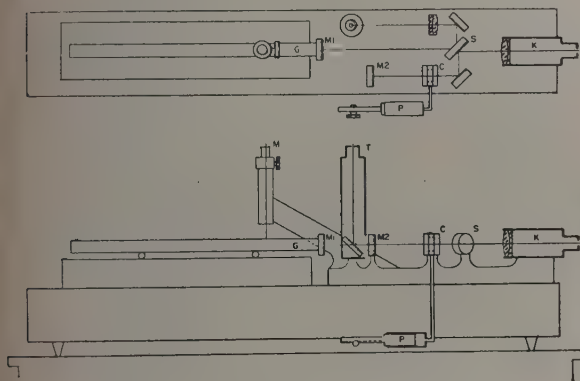


Fig. 6.

monté sur une glissière mobile sous un unique microscope de pointage, M, et porte à une extrémité un miroir M_1 optiquement plan. Ce miroir constitue l'un des miroirs d'un interféromètre de Michelson replié : ses éléments sont le collimateur K, la séparatrice S, le deuxième miroir M_2, et le système d'observation des franges S-T. Pour mesurer un intervalle la règle est mise en position et alignée, avec un des traits sous le microscope, puis on pointe le trait et on lit l'ordre d'interférence en T. La règle est alors déplacée jusqu'à ce que l'autre trait soit sous le microscope et alignée à nouveau, si nécessaire. On fait alors de nouveau le pointé et la lecture de l'ordre d'interférence. La longueur de l'intervalle est déterminée en longueurs d'onde à partir de la différence.

Pour que cette méthode soit pratique, il faut pouvoir déterminer l'ordre d'interférence avec précision et commodité. Ceci est réalisé par l'emploi de la technique à pénombre suivante : une cuve à air, C, est montée sur l'un des bras de l'interféromètre ; par déplacement du piston P, on peut faire varier la différence de chemin optique d'une petite quantité mesurable, jusqu'à ce qu'elle soit égale à un nombre entier de demi-longueurs d'onde. La dernière condition est contrôlée avec une grande précision grâce à une couche mince évaporée sur une bande B de l'une des fenêtres de la cuve et en utilisant le principe qu'illustre la figure 7.

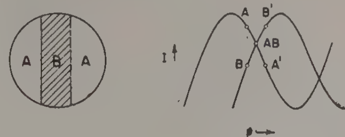


Fig. 7.

Sur la figure les courbes indiquent la variation d'intensité dans le champ d'observation en fonction de la pression dans la cuve (c'est-à-dire de la différence de chemin optique) quand les miroirs de l'interféromètre sont parallèles : dans les positions correspondant à A et B, le fond apparaît beaucoup plus brillant, en A′ et B′ la bande est plus brillante et en AB on obtient l'égalité photométrique avec une grande sensibilité : de l'ordre d'un millième d'ordre pour de petites différences de marche.

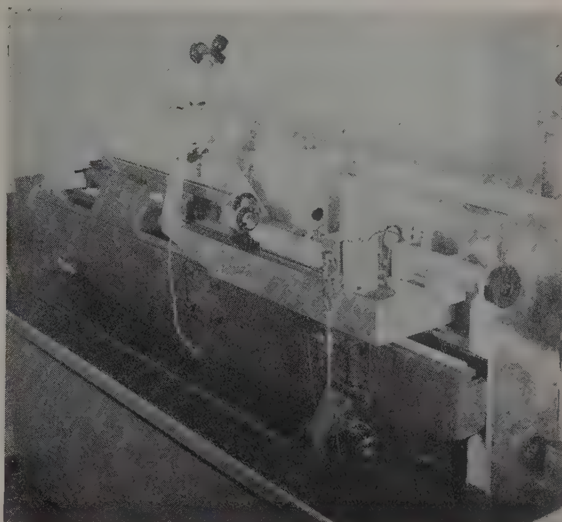


Fig. 8.

La figure 8 montre une vue générale de l'appareil, une partie de l'isolant thermique étant enlevée. De gauche à droite on peut voir le collimateur, la séparatrice, l'enceinte de la cuve à air, le tube d'observation des franges, les miroirs, la règle et le microscope.

La figure 9 montre la vue qu'a l'observateur de l'extérieur de l'appareil : le microscope, le tube d'observation des franges, les boutons d'alignement et le piston sont visibles. Le couvercle isolant de ce dernier a été retiré.

Pour contrôler la précision de l'instrument, on a fait une série de déterminations (environ 50 en tout) de tous les intervalles d'un décimètre, de 2 décimètres et de 25 cm sur une règle de 50 cm et on a cal-

culé l'étalonnage qui donnait la meilleure concordance. On a trouvé que l'écart quadratique moyen entre les déterminations séparées de ces intervalles et les valeurs ainsi calculées était de 0,16 μ, même sur des intervalles de 25 cm. Ceci comprend la dispersion due à la température et à d'autres facteurs que les pointés, car les déterminations ont été faites plus ou moins au hasard sur



Fig. 9.

une période de plusieurs mois. La précision absolue de la mesure a pu être contrôlée lors de l'étalonnage d'un intervalle de 27,5 cm, pour une expérience sur la valeur de la constante de la pesanteur g. Cet intervalle a été étalonné par rapport à une règle récemment contrôlée au B. I. P. M. Les deux étalonnages concordèrent à mieux que 0,2 μ.

La précision avec laquelle l'ordre d'interférence est déterminé est indiquée par l'écart quadratique moyen de cinquante observations, par rapport aux valeurs ajustées au mieux d'après les tables ; il est de 16 millièmes d'ordre (soit 0,005 μ).

La précision de la détermination d'intervalles de longueurs, ± 0,16 μ, est à peu près tout ce que l'on attendre de pointés visuels au microscope comme dans les expériences précédentes. Ceci peut être considérablement amélioré, peut-être d'un facteur 10, par l'emploi d'un microscope photoélectrique, qui a déjà été commandé à S. I. P., à Genève.

La technique interférométrique actuelle a été jugée très satisfaitante et, d'après quelques mesures préliminaires, elle semble applicable à des mesures directes d'intervalles allant jusqu'à 40 cm environ. La commodité, et également la longueur de l'intervalle maximum, peuvent probablement être augmentées par l'emploi d'un réglage photoélectrique sur les franges, ce qui est une modification relativement simple.

Il y a toute raison de croire que le deuxième modèle de cet instrument employant un microscope photoélectrique rendra possible l'étalonnage de longueurs à traits allant jusqu'à 1 m, directement en fonction de longueurs d'onde, avec une précision du dix-millionième ou mieux.

En conclusion, on mentionnera, très brièvement, quelques résultats de notre travail avec des sources de raies étroites : une lampe à cathode creuse à ^{198}Hg refroidie est utilisée pour l'étude des raies d'émission excitées à basse température. On a trouvé que les raies étaient beaucoup plus larges que prévu et on essaye actuellement d'en trouver la raison. La lampe n'est pas très commode à utiliser à cause de la rapidité avec laquelle ^{198}Hg se pulvérise en dehors de la cathode. On a trouvé que la tendance au renversement de la raie 5461 émise par la lampe Meggers à ^{198}Hg était réduite par l'emploi de N_2 comme gaz support au lieu d'argon. Cf figure 10.

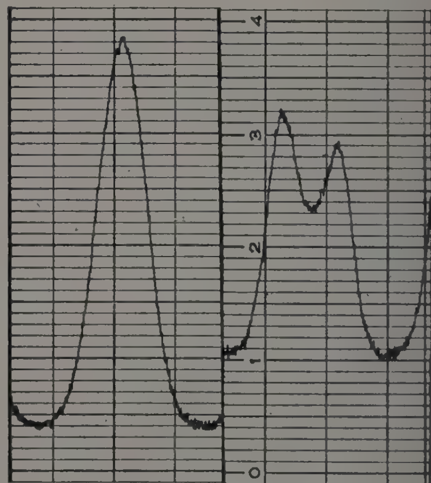


Fig. 10. — Profil de la raie 5 461 de ^{198}Hg avec les gaz supports : azote à gauche, argon à droite.

Une lampe à jet atomique pour l'excitation du Kr a fonctionné avec succès. Les raies apparaissent fines mais le degré de collimation des atomes et l'importance du fond doivent encore être déterminés.

L'auteur tient à indiquer que le travail décrit ici, a été fait en collaboration avec ses collègues D. S. Smith, K. H. Hart et G. R. Hanes.

DISCUSSION

J. Terrien. — Je voudrais rappeler que la méthode de pénombre a été proposée depuis longtemps par A. Cotton ; elle est en effet très sensible mais elle est loin de donner sur la fraction d'ordre une précision aussi grande qu'en polarimétrie, ceci à cause des inégalités de luminance du champ photométrique provenant des défauts de planéité des ondes interférentes.

Suit une discussion sur les lampes à ^{198}Hg à laquelle prennent part *J. G. Hirschberg*, *J. Terrien*, *E. B. Armstrong*, *G. W. Stroke*, *D. A. Jackson*, *J. Blaise*, *M. Migeotte* et *K. M. Baird* d'où ressortent les faits suivants :

Avec une cathode creuse et le néon comme gaz porteur on observe un renversement si la puissance dépensée dépasse 1/4 W. Si le gaz porteur est de l'azote, le renversement est moins important.

Avec une lampe à électrodes, pour un courant de 10 mA on trouve une différence de tempétarure d'environ 10° entre l'extérieur et l'intérieur du capillaire.

Si l'on utilise une excitation H. F. la fréquence optima est 300 MH, le tube étant refroidi par un courant d'eau.

OBSERVATIONS PHOTOÉLECTRIQUES A L'INTERFÉROMÈTRE DE MICHELSON

Par J. TERRIEN,

Sous-Directeur du Bureau International des Poids et Mesures.

Résumé. — Les observations à l'interféromètre de Michelson peuvent être améliorées par une méthode photoélectrique, qui permet de plus une extension à des radiations invisibles.

Le seul récepteur utilisable avec les raies fines nécessairement faibles est le photomultiplicateur, et l'on admet que ses fluctuations sont celles d'effet grenaille.

On calcule alors les conditions optima pour la mesure d'un excédent fractionnaire, et pour la comparaison de deux longueurs d'onde : diamètre de l'ouverture laissant passer la lumière de la partie centrale des anneaux à l'infini, ordres d'interférence favorables.

L'exactitude des comparaisons de longueurs d'ondes n'est pas limitée actuellement par les qualités des photomultiplicateurs, mais par les défauts des installations interférométriques. L'étude présentée ici montre quels sont les perfectionnements les plus urgents. Les progrès déjà obtenus au Bureau International justifient l'espoir que la précision de l'ordre de 10^{-9} théoriquement accessible deviendra une réalité lorsque les petites erreurs systématiques, plus nombreuses et plus graves qu'on ne le pensait, auront toutes été combattues.

Abstract. — It is possible to improve measurements with the Michelson interferometer by a photoelectric method, which allows extension out of the visible spectrum.

The photomultiplier is the only useful detector for narrow weak lines ; it is supposed that fluctuations are due to shot-noise.

Optimum conditions are calculated for measurements of fractional order of interference, and wavelength comparison : the diameter of the hole isolating the central part of the interference pattern, and the order of interference.

The accuracy of wavelength intercomparison is limited at present not by photomultiplier quality but by interferometer imperfections. The present study points out the most necessary improvements. The improvements obtained at the Bureau International justify the hope that the theoretically obtainable accuracy, of magnitude 10^{-9}, will be reached when the causes of systematic errors, more numerous and serious than was previously supposed, have been removed.

1° **L'interféromètre de Michelson du Bureau International.** — L'interféromètre historique, apporté par A. Michelson en 1892 au Pavillon de Breteuil pour la mesure en mètre de la longueur d'onde de la radiation rouge du cadmium [1], est encore un de nos principaux instruments de travail. Il n'a reçu que des améliorations de détails. Depuis quelques années, nous essayons d'accroître son efficacité en substituant à l'observation visuelle, pratiquée depuis Michelson, l'observation photoélectrique des interférences [2], espérant ainsi supprimer des erreurs systématiques, augmenter la précision, réduire la durée des mesures, et utiliser des radiations infrarouges avec les précieux avantages qu'elles offrent à la métrologie [3].

Les deux miroirs de cet interféromètre, d'un diamètre de 60 mm, sont fixés sur deux chariots de laiton posés sur deux glissières parallèles en fonte. Leur translation, presque parfaitement rectiligne, est commandée par deux vis, longues de plus d'un mètre, munies à une extrémité d'un compte-tour et d'un cercle divisé ; l'orientation fine de ces miroirs est réglable de l'extérieur. L'enceinte protectrice comporte plusieurs couches alternées de métal et d'isolant thermique. La lame compensatrice peut être inclinée d'une quantité repérable à l'intérieur d'un petit domaine angulaire correspondant au défilement de deux ou trois franges. Par suite des défauts de planéité des deux miroirs précédents, de la séparatrice et du miroir auxiliaire de renvoi, les deux ondes qui interfèrent ne peuvent être mises en coïncidence parfaite, les déformations des ondes étant de 0,1 frange de lumière visible environ.

Dans l'observation visuelle, rappelons les deux principaux types d'interférences utiles.

Les interférences communément appelées anneaux à l'infini sont obtenues par un réglage soigné du parallélisme entre les ondes réfléchies par les deux miroirs. Le diamètre de ces anneaux est mesuré avec un micromètre taré en angles dans le plan focal de l'objectif d'une lunette munie d'oculaires interchangeables. On choisit les oculaires de faible puissance pour le rouge, et de plus forte puissance pour le bleu, condition dont nous avons reconnu récemment l'importance pour que soient utilisées pleinement les qualités propres aux cônes et aux bâtonnets de la rétine, lorsque les franges sont peu lumineuses. Le diamètre angulaire d'un ou de quelques anneaux étant mesuré, on en déduit l'excédent fractionnaire de l'ordre d'interférence au centre, et l'entier par la méthode des coïncidences grâce à l'observation de plusieurs radiations.

Les radiations monochromatiques sont isolées

par un monochromateur dont l'objectif de chambre, supposé de luminance uniforme, est conjugué des miroirs de l'interféromètre par une optique appropriée, tandis qu'une image de la fente de sortie se forme dans le plan des anneaux ; les dimensions de cette image sont choisies de façon que trois ou quatre paires d'arcs diamétralement opposés soient éclairées sur une longueur suffisante pour la mesure des diamètres verticaux. Il semble que, même dans les meilleures conditions, le pointé visuel de ces diamètres soit entaché d'erreurs de l'ordre de 0,01 à 0,02 interfrange, dont la cause est à chercher en partie dans la distorsion et la coma de l'objectif, et surtout dans la difficulté de placer le fil du micromètre tangent au cercle de luminance maximum ou minimum, dans un champ d'anneaux peu contrastés et dont les rayons ne se suivent pas selon une loi linéaire ; cette appréciation semble en effet varier systématiquement avec la luminance du champ. De telles incertitudes ne sont plus à craindre lorsque les anneaux sont détectés par un récepteur photoélectrique ; seuls les rayons très voisins de l'axe sur l'objectif sont exploités et l'observation porte alors sur la région centrale des anneaux, région inutile pour la mesure visuelle au micromètre.

Les interférences communément appelées franges du coin d'air, que l'on observe en plaçant l'œil derrière une très petite ouverture au foyer de l'objectif de sortie lorsque les deux ondes ne sont pas exactement parallèles, sont d'un emploi commode et fréquent pour la mesure visuelle de calibres à bouts plans et parallèles ; leur utilisation avec un récepteur photoélectrique est moins avantageuse, sauf si l'écart de parallélisme des deux ondes est rendu très petit, ce qui ramène aux anneaux à l'infini.

2° La méthode photoélectrique d'observation des interférences. — On voit sur la figure 1 le schéma des sources, du monochromateur, de l'interféromètre, et de l'ensemble récepteur enregistreur.

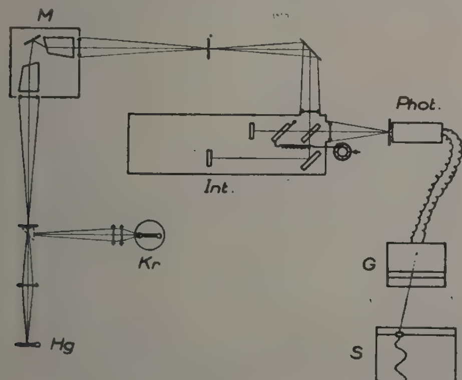


Fig. 1. — Schéma d'ensemble de l'installation expérimentale.

Le photomultiplicateur est disposé derrière une ouverture circulaire placée dans le plan de l'image réelle des anneaux et centrée sur ces anneaux ; il mesure les variations du flux transmis pendant que l'on change lentement l'ordre d'interférence, par l'inclinaison repérée de la compensatrice. Cette méthode est analogue à celle qui a été pratiquée par P. Jacquinot et ses collaborateurs pour l'étude des structures hyperfines à l'étalon Fabry-Perot, l'ordre d'interférence étant modifié par variation de l'indice de l'air ou par un autre procédé. La commande fine de la rotation de la compensatrice est obtenue par le procédé de flexion élastique de Michelson, qui, récemment amélioré, procure maintenant par des moyens très simples une fidélité et une linéarité de lecture au millième de frange près.

Lorsqu'on incline progressivement la compensatrice, le courant photoélectrique passe par des maxima M et des minima m ; on note les orientations de la compensatrice pour lesquelles le courant prend une intensité choisie, voisine de $0{,}5\,(M + m)$; les deux positions correspondantes de la compensatrice encadrent alors exactement un maximum ou un minimum d'interférence. On en déduit ensuite, par interpolation, l'excédent fractionnaire de l'ordre d'interférence pour une position origine de la compensatrice.

On désire mesurer cet excédent fractionnaire avec précision, d'abord pour que l'entier de l'ordre d'interférence soit facile à déterminer par la méthode des coïncidences, et surtout parce que la partie décimale, qui est l'excédent directement mesuré, est désirée exacte, à un millième près par exemple.

Nous discuterons d'abord la précision δp accessible sur l'excédent fractionnaire, et en particulier la grandeur optimum de l'ouverture par rapport aux dimensions des anneaux à l'infini.

Puis, nous chercherons quel est l'ordre d'interférence p le plus favorable pour la comparaison de deux longueurs d'onde, afin que la précision relative sur le rapport des longueurs d'onde, précision égale à $\delta p/p$, soit la meilleure.

Nous supposerons que la précision n'est pas limitée par un défaut de sensibilité du récepteur, ni par l'effet Johnson de l'amplificateur ; mais on admettra que le récepteur est un photomultiplicateur, que le bruit de fond est l'effet grenaille inévitable du courant photoélectrique, et que l'amplification est suffisante pour qu'il soit perceptible. On admettra aussi que l'intensité lumineuse de la source de lumière n'est pas parfaitement stable, car la production de radiations hautement monochromatiques peut imposer des conditions incompatibles avec une stabilité parfaite.

Dans la discussion qui va suivre, la précision sera donc limitée, soit par des fluctuations de la source, soit par l'effet grenaille du courant photoélectrique du récepteur.

3° **Diamètre optimum de l'ouverture.** — Pour une ouverture infiniment petit d'angle solide $\mathrm{d}\Omega$ centrée sur les anneaux, le flux élémentaire transmis serait

$$\mathrm{d}F = I_0\,\mathrm{d}\Omega(1 + V\cos\varphi_0). \qquad (1)$$

I_0 est le flux moyen par unité d'angle solide, qu'on obtiendrait par exemple en déréglant l'interféromètre ou en accroissant la différence de marche D jusqu'à disparition des franges ; I_0 est supposé uniforme en direction ; φ_0 est la différence de phase $2\pi D/\lambda$ entre les deux ondes au centre des anneaux ; V désigne ici la visibilité à la sortie de l'interféromètre ; elle est inférieure à la visibilité théorique V_0 qui serait due au profil spectral de la radiation « monochromatique » pour la différence de marche considérée ; les causes de réduction de visibi ité sont l'inégalité photométrique des deux faisceaux, les défauts de planéité des miroirs et la lumière parasite. Dans notre interféromètre, $\alpha = V/V_0$ est environ 0,85.

Hors du centre des anneaux, pour une nappe conique de rayons inclinés d'un angle u sur la normale aux miroirs, la différence de phase est

$$\varphi = \varphi_0 - 2\pi\frac{D}{\lambda}\frac{u^2}{2}.$$

L'angle solide du cône de rayons étant $\Omega = \pi u^2$ et l'ordre d'interférence étant $p = D/\lambda$,

$$\varphi = \varphi_0 - p\Omega.$$

Le flux transmis par une ouverture circulaire centrée d'angle solide Ω est donc

$$F = I_0\int_0^\Omega \mathrm{d}\Omega[1 + V\cos(\varphi_0 - p\Omega)] \qquad (2)$$

$$F = I_0\,\Omega\left[1 + V\frac{\sin p\Omega/2}{p\Omega/2}\cos\left(\varphi_0 - \frac{p\Omega}{2}\right)\right].$$

L'addition des flux élémentaires transmis par l'ouverture a donc trois conséquences : le flux moyen est augmenté proportionnellement à l'angle solide ; la visibilité résultante V_1 est réduite dans le rapport $V_1/V = \dfrac{\sin p\Omega/2}{p\Omega/2}$; enfin, les maxima et minima d'interférence sont déphasés de $p\Omega/2$ par rapport à ceux des rayons axiaux.

Notons en passant que la phase résultante est égale à la phase sur les génératrices du cône d'angle solide $\Omega/2$, quelles que soient la longueur d'onde et la différence de marche.

Lorsqu'on incline la compensatrice, on change φ_0 et $\cos[\varphi_0 - (p\Omega/2)]$ parcourt quelques périodes ; on change aussi p, mais d'une quantité négligeable en valeur relative, une ou quelques unités sur des milliers ou des centaines de mille, et nous supposerons p constant. La variation du flux F est la plus rapide lorsque $\cos[\varphi_0 - (p\Omega/2)] = 0$; la sensibilité est donc maximum à mi-chemin entre un maximum et un minimum du courant photoélectrique, ce qui justifie le mode opératoire déjà exposé. Les petites variations du flux en fonction de φ_0 sont alors, au voisinage d'une telle position de la compensatrice,

$$\mathrm{d}F = -I_0\,\Omega\,V\frac{\sin p\Omega/2}{p\Omega/2}\mathrm{d}\varphi_0 = -\frac{2I_0V}{p}\sin\frac{p\Omega}{2}\mathrm{d}\varphi_0. \qquad (3)$$

Le flux varie autour de $F = I_0\,\Omega$ et

$$\frac{\mathrm{d}F}{F} = -V\frac{\sin p\Omega/2}{p\Omega/2}\mathrm{d}\varphi_0. \qquad (4)$$

A partir de ces formules, calculons la précision accessible sur la mesure d'un excédent fractionnaire $\delta p = \delta\varphi_0/2\pi$ en fonction de l'angle Ω de l'ouverture. L'ordre d'interférence p et la visibilité V sont supposés à peu près constants. Deux cas sont à considérer.

Premier cas. — On suppose que les fluctuations d'intensité de la source sont prépondérantes ; elles sont caractérisées par une valeur quadratique moyenne $\delta F/F$ qui impose une limite à la précision de la mesure de l'excédent fractionnaire, par une erreur moyenne δp que nous allons calculer.

Le rapport du signal $\mathrm{d}F$, provoqué par un déphasage $\mathrm{d}\varphi_0$ de la compensatrice, au bruit δF de la source, est

$$\frac{\mathrm{d}F}{F\left(\frac{\delta F}{F}\right)} = \frac{V}{\delta F/F}\frac{\sin p\Omega/2}{p\Omega/2}\mathrm{d}\varphi_0.$$

On voit sur la figure 2 que le meilleur rapport signal-bruit, et donc la meilleure précision sur l'excédent fractionnaire, s'obtiennent pour $\Omega = 0$; si l'on accepte une perte de sensibilité inférieure à 20 %, $p\Omega/2$ peut être compris entre 0 et 1,1 radian.

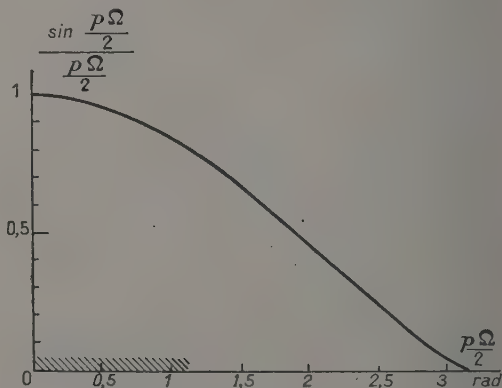


Fig. 2. — Variation de la précision (inverse de l'erreur sur l'excédent fractionnaire) due à des fluctuations de la source, en fonction de l'angle solide Ω de l'ouverture.
Pour $p\Omega/2 = \pi$, l'ouverture livre passage à un anneau complet.
La zone favorable est hachurée sur l'axe des abscisses.

L'incertitude δp dans ces conditions reste voisine de

$$\delta p = \frac{\delta F/F}{2\pi\ V}. \qquad (5)$$

Exemple numérique. — Supposons $\delta F/F = 0{,}01$; l'erreur sur l'excédent fractionnaire est

$$\delta p = 0{,}0016/V.$$

Donc une seule mesure avec une source stable à 1 % suffit pour garantir pratiquement que l'erreur est inférieure à 3 écarts types, soit $0{,}005/V$.

Pour des mesures à 0,1 frange près, parfois suffisantes, on peut encore accepter une visibilité aussi petite que $V = 0{,}05$.

C'est à peu près la visibilité que peuvent fournir une raie visible du mercure 198 à la différence de marche de 50 cm ou du krypton 86 refroidi, à la différence de marche de 80 cm. Avec des radiations infrarouges du krypton ou du xénon, la différence de marche accessible dépasse 1 m (*fig.* 3).

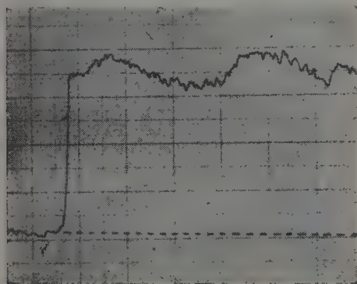


Fig. 3. — Enregistrement d'interférences à 1 mètre de différence de marche.
Radiation de ^{86}Kr $\lambda = 1{,}087\ 4\ \mu$ « en bout ».

Deuxième cas. — La source est supposée stable, et l'incertitude δp est due à l'effet grenaille. On sait que les fluctuations augmentent comme la racine carrée du courant photoélectrique, elles sont donc proportionnelles à $\sqrt{F}$. Le rapport du signal au bruit est donc proportionnel à

$$\frac{\mathrm{d}F}{\sqrt{F}} = V\sqrt{2I_0/p}\,\frac{\sin p\Omega/2}{\sqrt{p\Omega/2}}\,\mathrm{d}\varphi_0.$$

La courbe en trait plein de la figure 4 montre que la meilleure précision sur un excédent fractionnaire s'obtient pour $p\Omega/2 = 1{,}165$ rad ; si l'on accepte une perte de sensibilité inférieure à 20 %, $p\Omega/2$ peut être compris entre 0,5 et 2 rad.

Entre ces deux limites, le courant photoélectrique i croît d'un facteur 4, ses fluctuations relatives $\delta i/i$ décroissent d'un facteur 2, ce qui tend à augmenter la précision, mais en même temps la variation relative $\mathrm{d}i/i = \mathrm{d}F/F$, provoquée par un même changement $\mathrm{d}\varphi_0$ ou $\mathrm{d}p$, diminue d'un facteur 2 environ, car la visibilité V diminue de moitié.

Pour ne pas être gêné par des fluctuations éventuelles $\delta F/F$ de la source, d'après la relation (4), il faut satisfaire à la condition

$$\frac{\delta F}{F} < 2\pi\ V\,\frac{\sin p\Omega/2}{p\Omega/2}\,\delta p.$$

Dans les limites admises pour $p\Omega/2$ autour de sa valeur optimum, la courbe pointillée (fig. 4) montre que les tolérances sur la stabilité de la source sont deux fois moins sévères pour $p\Omega/2 = 0{,}5$ rad que pour $\frac{p\Omega}{2} = 2$ rad. On devra donc de préférence s'approcher de la plus petite valeur de Ω. On diminue ainsi en même temps l'étendue géométrique nécessaire.

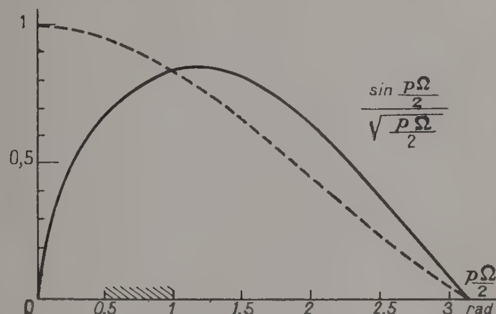


Fig. 4. — Courbe en trait plein, variation de la précision (inverse de l'erreur sur l'excédent fractionnaire) due à l'effet grenaille en fonction de l'angle solide Ω de l'ouverture.
Courbe en pointillé, variation de la tolérance acceptable sur la stabilité de la source.
La zone favorable est hachurée sur l'axe des abscisses.

Exemples numériques. — Selon la formule de Schottky $\overline{\delta i}^2 = 2ei\ \Delta f$, dans laquelle nous assimilerons $2\pi\Delta f$ à l'inverse de la constante de temps τ de l'ensemble récepteur,

$$\delta F/F = \delta i/i = \sqrt{e/\pi\tau i} = \sqrt{1/\pi n} \qquad (6)$$

$n = \tau i/e$ étant le nombre des photoélectrons recueillis pendant une durée égale à une constante de temps τ. Le seuil de sensibilité est donné par

$$V\,\frac{\sin p\Omega/2}{p\Omega/2}\,\delta\varphi_0 = \sqrt{1/\pi n}$$

ou, en remplaçant $\delta\varphi_0$ par $2\pi\delta p$

$$\delta p = \frac{1}{2\pi V}\sqrt{1/\pi n}\,\frac{p\Omega/2}{\sin p\Omega/2} = \frac{0{,}09}{V\sqrt{n}}\,\frac{p\Omega/2}{\sin p\Omega/2}. \qquad (7)$$

Supposons par exemple qu'on ait choisi $p\Omega/2 = 0{,}5$ rad, que la visibilité soit $V = 0{,}04$, et que la précision voulue soit $\delta p = 0{,}02$. Il faut

recueillir au moins, pendant la durée τ, le nombre d'électrons

$$n = 0{,}0081 / V^2\, \mathrm{d}p^2 = 13\ 000.$$

Si la constante de temps est 1 seconde, le courant photoélectrique serait 2.10^{-15} A ; amplifié 10^7 fois, il deviendrait 2.10^{-8} A. La variation relative du flux pour δp est, d'après (6),

$$\mathrm{d}F/F = 1/\sqrt{\pi n} = 1/200.$$

Il faut donc que le galvanomètre puisse déceler des variations de courant de 10^{-10} A. L'intensité de la source doit être stable à mieux que 0,5 %.

Il n'y a pas de difficulté insurmontable à s'approcher de ces conditions ; la précision est alors bonne, tandis que l'observation visuelle serait impossible faute de lumière et de contraste ; de plus, le domaine spectral des radiations monochromatiques utilisables n'est plus limité au visible.

4° **Précision sur la comparaison des longueurs d'onde.** — Pour comparer les longueurs d'onde de deux radiations, on mesure le rapport des ordres d'interférence p de chacune d'elles dans une même différence de marche. La précision relative est donc caractérisée par le rapport $\delta p/p$. On choisira toujours évidemment une valeur favorable de l'angle Ω de l'ouverture. Mais quel ordre de grandeur faut-il adopter pour p ? Lorsque p augmente, la visibilité V diminue ; le nombre n de photoélectrons diminue aussi, car les anneaux deviennent plus petits ; l'erreur δp doit donc augmenter en même temps que p. Le rapport $\delta p/p$ passe par un minimum qu'il nous faut chercher.

Le calcul est facile si l'on admet que le profil spectral des radiations est dû à l'effet Doppler-Fizeau, la courbe d'intensité en fonction du nombre d'ondes σ étant alors une courbe de Gauss. La largeur théorique du profil à mi-intensité est

$$b_0 = 7{,}16.10^{-7}\, \sigma \sqrt{T/M}, \tag{8}$$

T étant la température d'agitation thermique des atomes émetteurs et M leur masse atomique ; b_0 et σ sont exprimés en nombre d'ondes. On sait actuellement produire des radiations ayant un tel profil spectral ; leur largeur b est 1,2 à 1,3 fois au moins la largeur théorique b_0, sans doute parce que la température T est supérieure à la température de l'enceinte qui renferme la lampe. Michelson a montré que la visibilité des interférences à deux ondes, en fonction de la différence de marche D, est donnée par la formule

$$V_0 = e^{-\frac{\pi^2 D^2 b^2}{4 \mathrm{Log}_e 2}}. \tag{9}$$

Si nous appelons β le rapport $(b/b_0)^2$, rapport qui pour les meilleures radiations connues est de l'ordre de 0,8, et α le rapport V/V_0 (environ 0,85) qui caractérise certains défauts de l'interféromètre, on déduit des formules (8) et (9) la visibilité V en fonction de l'ordre d'interférence p

$$\log_{10} V = -\frac{0{,}8}{\alpha\beta} 10^{-12} \frac{T}{M} p^2 = -Bp^2. \tag{10}$$

Cette relation entre l'ordre d'interférence et la visibilité étant établie, examinons les deux cas prévus.

Premier cas. — Les fluctuations $\delta F/F$ de la source dominent.

Rappelons que :

$$\delta p = \frac{\delta F/F}{2\pi V \left(\frac{\sin p\Omega/2}{p\Omega/2}\right)}.$$

On a vu précédemment que la parenthèse du dénominateur doit être maintenue à une valeur voisine de 1.

Nous cherchons comment varie, en fonction de p, l'incertitude relative

$$\frac{\delta p}{p} \simeq \frac{\delta F/F}{pV}.$$

La précision est la meilleure lorsque Vp est maximum.

Cherchons le maximum du logarithme de Vp.

$$\log_{10} Vp = -Bp^2 + \log p$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}p}(\log_{10} Vp) = -2Bp + 0{,}434/p, \text{ nul pour } Bp_m^2 = 0{,}217$$

en même temps que $\log_{10} V_m = -0{,}217$ et $V_m = 0{,}607$.

La meilleure précision relative sur p est donc obtenue pour un ordre d'interférence modéré p_m tel que la visibilité conserve la valeur V_m assez élevée de 0,607.

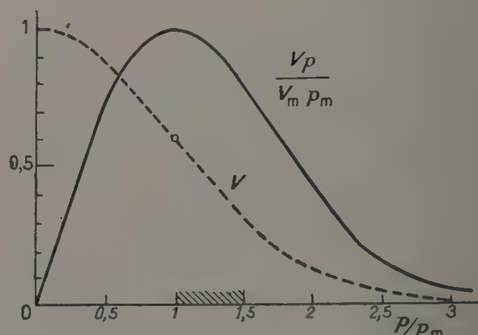


Fig. 5. — Courbe en trait plein, variation de la précision relative sur l'ordre d'interférence p en fonction de p, dans le cas où les fluctuations d'intensité de la source dominent l'effet grenaille.
Courbe en pointillé, variation de la visibilité.
Zone favorable hachurée.

Pour établir les tolérances, nous avons tracé la courbe en trait plein de la figure 5 qui donne la variation de $pV/p_m V_m$ en fonction de p/p_m. Pour

une sensibilité supérieure à 80 % du maximum, on peut choisir p entre 0,6 p_m et 1,5 p_m. La visibilité V passe alors de 0,84 à 0,32. Le rapport $\delta p/p$ restant à peu près constant dans ce domaine, on a intérêt à choisir p parmi les valeurs les plus élevées permises de p ; en effet, la précision sur δp devient moins sévère, et les causes d'erreur qui provoquent de petits déphasages parasites des interférences sont moins à craindre.

Deuxième cas, prédominance de l'effet grenaille.

Il faut maintenant observer que le nombre n des photoélectrons recueillis est proportionnel à l'aire de l'ouverture ; $p\Omega$ devant être maintenu constant, pn reste également constant si l'on reste dans de bonnes conditions à toute valeur de p.

La relation (7) montre que δp est, pour une valeur constante de $p\Omega$, proportionnel à $1/V\sqrt{n}$.

Donc $\delta p/p$ est proportionnel à $1/Vp\sqrt{n}$ et à $1/V\sqrt{p}$.

La meilleure précision relative sur p s'obtient lorsque $V\sqrt{p}$ est maximum.

La dérivée de $\log_{10} V\sqrt{p}$ est

$$\frac{d}{dp}(\log_{10} V\sqrt{p}) = -2Bp + \frac{0,434}{2p}$$

et s'annulle pour $Bp_m^2 = 0,108$ en même temps que $\log_{10} V_m = -0,108$ et $V_m = 0,78$.

Pour une tolérance de 20 % sur la sensibilité, on trouve d'après la courbe en trait plein de la figure 6

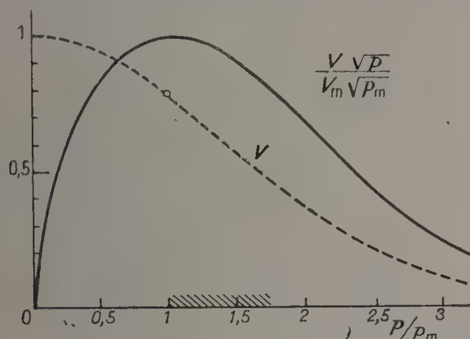


Fig. 6. — Courbe en trait plein, variation de la précision relative sur l'ordre d'interférence p en fonction de p/p_m, dans le cas où l'effet grenaille limite cette précision.
Courbe en pointillé, variation de la visibilité.
Zone favorable hachurée.

que p peut être choisi entre 0,45 p_m et 1,75 p_m, les visibilités étant alors comprises entre 0,95 et 0,48.

Comme dans le premier cas, on a avantage à choisir les valeurs de p les plus élevées, car la précision sur δp devient moins sévère, $\delta p/p$ restant à peu près constant ; de plus, la stabilité exigée de la source $\delta F/F$ diminue lorsqu'on augmente p, puisque, d'après (6), la variation relative de flux correspondant à dp est proportionnelle à $\sqrt{1/n}$, et donc proportionnelle à $\sqrt{p}$.

Précisons par exemple ces résultats pour l'ouverture telle que $p\Omega/2 = 0,5$ radian, dont nous avons montré les avantages, et pour $p = 1,75\ p_m$.

L'incertitude δp est

$$0,09/V\sqrt{n} = 0,09/0,48\sqrt{n} = 0,19/\sqrt{n}.$$

Pour une variation égale à δp de l'ordre d'interférence, le flux varie en valeur relative de

$$\delta F/F = 1/\sqrt{\pi n} = 3\ \delta p.$$

Appliquons ces formules à la radiation $6\,056.10^{-10}$ m, l'une des plus fines d'une lampe à krypton contenant l'isotope 86 et refroidie à 63 °K, pour lesquelles, expérimentalement, on sait que $B = 0,73.10^{-12}$.

$$p_m^2 = 0,108/0,73.10^{-12} = 0,148.10^{12} \text{ et } p_m = 0,385.10^6$$

$$p = 1,75\ p_m = 0,67.10^6.$$

La différence de marche est donc environ 0,4 m. Admettons que l'on recueille $n = 9.10^4$ électrons, ordre de grandeur suggéré par nos observations.

$$\delta p = 0,19/300 = 0,000\,6$$

et $$\delta F/F = 0,001\,9.$$

Si donc on peut maintenir la source constante à mieux que 2 pour mille, les franges sont pointables à 0,6 millième d'interfrange, et la précision relative sur l'ordre d'interférence atteint 10^{-9} (écart quadratique moyen). On devrait donc pouvoir comparer deux longueurs d'onde avec une précision analogue.

Conclusions. — Il est clair d'abord que l'observation photoélectrique offre plus de sensibilité, et plus de possibilités que l'observation visuelle des interférences dans un interféromètre de Michelson. Mais pour dépasser en précision ce qui a été fait par Michelson, puis par Pérard, avec cet interféromètre, il ne suffit pas de disposer d'un bon photomultiplicateur. Un grand nombre de difficultés surgissent, instabilités de la source, de l'interféromètre, de sa température, de l'indice de l'air, défauts des miroirs, réflexions vitreuses, introduisant des ondes parasites cohérentes et des déphasages des interférences résultantes, etc... Le progrès n'est accessible pratiquement que grâce à des compromis. Une discussion quantitative des conditions optima peut seule orienter efficacement la recherche d'une meilleure précision.

Une des conclusions principales de la présente étude est que la mesure d'une longueur d'onde par rapport à une longueur d'onde étalon ne sera précise que si la visibilité des interférences n'est pas inférieure à 0,4 ou 0,5. Il est inutile de prévoir pour cette mesure de grandes différences de marche, ni des appareils encombrants, dont la température serait difficilement uniforme et stable. Mais il faut mesurer exactement les excédents fractionnaires,

et pourchasser les causes susceptibles de fausser la phase des interférences, par exemple les variations de l'éclairement sur les défauts des miroirs, ou sur le plan des anneaux, et les ondes parasites cohérentes. C'est là pour nous actuellement un problème primordial ; nous avons obtenu déjà dans cette voie quelques succès qui justifient l'espoir d'une précision proche des précisions théoriques.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Michelson (A.), Détermination expérimentale de la valeur du mètre en longueurs d'onde. Travaux et Mémoires du Bureau International des Poids et Mesures, 1895, XI.

[2] Terrien (J.) et Hamon (J.), Sur la mesure interférentielle des longueurs par une méthode d'observation photoélectrique. *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **243**, 740.

[3] Terrien (J.) et Hamon (J.), Interférences optiques à un mètre de différence de marche. *C. R. Acad. Sc.*, 1954, **239**, 586. Terrien (J.) et Masui (T.), Mesure interférentielle de la longueur d'onde de quelques, radiations du proche infrarouge. *C. R. Acad. Sc.* 1956, **243**, 776.

DISCUSSION

D. A. Jackson. — Considérez-vous qu'on puisse envisager de choisir comme étalon de longueur d'onde une raie d'absorption : elle présenterait du point de vue stabilité de nombreux avantages.

J. Terrien. — Je considère qu'actuellement la précision des mesures absolues de longueur d'onde est limitée non par la définition de la raie étalon, mais par des erreurs systématiques provenant des méthodes de mesure. Or l'emploi d'une raie d'absorption complique ces mesures et ne constituerait donc pas *actuellement* un progrès.

MÉTHODE ET RÉSULTATS DE MESURES DE LONGUEURS D'ONDE AVEC L'INTERFÉROMÈTRE A MIROIRS TRIÈDRES

Par EDSON R. PECK,
Northwestern University, Evanston, Illinois.

Résumé. — Description d'une méthode de comparaison de longueurs d'onde utilisant un interféromètre à miroirs trièdres. Discussions des sources d'erreurs, et résultats préliminaires pour des raies du proche infra-rouge de Hg, Cd et He.

Abstract. — A current technique of wavelength comparison by the corner-reflector interferometer is briefly described, and sources of errors are discussed. Preliminary results are given for near infrared lines of Hg, Cd and He.

Un aperçu de la méthode de comparaison des longueurs d'onde par l'interféromètre à miroirs trièdres a déjà été donné [1, 2, 3]. Le but de cet article est de décrire le procédé couramment utilisé à Northwestern University, de discuter les sources d'erreurs possibles et de présenter des résultats récents, mais assez fragmentaires.

La figure 1 montre le trajet de la lumière à travers l'interféromètre, et les ensembles détecteurs. La radiation à mesurer ou la radiation étalon arrivent du monochromateur sur la droite et sortent dans les canaux A et B en produisant des systèmes de franges circulaires, centrées, dont les intensités, fonctions sinusoïdales de la différence de marche de l'interféromètre, sont déphasées l'une par rapport à l'autre. Ces franges sont projetées sur des ouvertures rectangulaires servant de diaphragmes de champ S_a et S_b, puis défocalisées par de petites lentilles qui projettent l'ouverture des prismes sur les cellules photoconductrices PC_a et PC_b. Une petite partie du bord du faisceau B est coupée par le miroir M_5 qui permet l'entrée dans l'interféromètre de lumière monochromatique utilisée pour avoir une référence de position locale. Cette lumière de référence, envoyée par l'intermédiaire d'un premier prisme sur l'ouverture circulaire R_1, est rendue parallèle par la lentille O_1 ; après avoir traversé les bras de l'interféromètre, son système de franges sort dans le canal C et est observé par le photomultiplicateur PM à travers la lentille O_2 et le diaphragme R_2. Les signaux photoélectriques de PC_a et PC_b permettent la lecture de l'excédent fractionnaire sur l'écran d'un oscilloscope de 18 cm de diamètre, par l'intermédiaire d'amplificateurs linéaires de précision et d'un circuit mélangeur ; ils actionnent également un compteur de franges réversible. Le signal de sortie du photomultiplicateur est envoyé dans un appareil de mesure de façon à produire une déviation de toute l'échelle pour chaque frange de la raie de référence. La raie verte du mercure naturel a été utilisée comme raie de référence. On l'obtient facilement avec une forte intensité et, bien que son défaut d'homogénéité entraîne des variations d'amplitude quand la longueur du trajet varie, elle convient, dans la mesure où on se limite à quelques cinq franges consécutives.

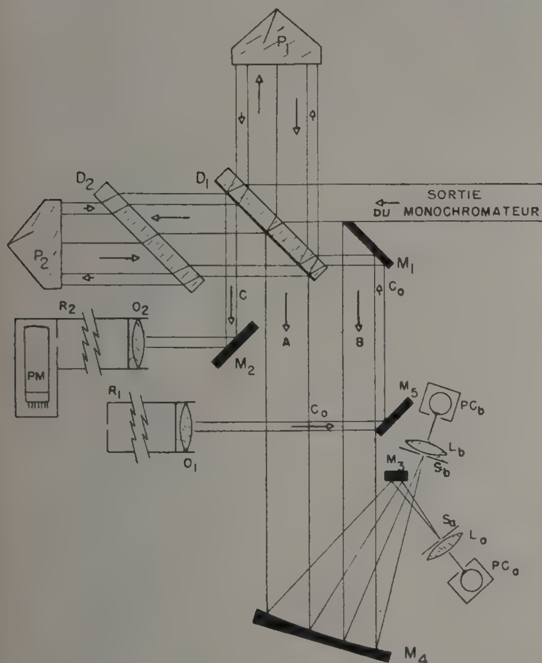


FIG. 1. — Trajets dans l'interféromètre à prismes trièdres. P_1, P_2 prismes trièdres ; D_1 et D_2 lames séparatrice et compensatrice ; M_1, M_2, M_3, M_5 miroirs plans ; M_4 miroir parabolique excentré ; S_a, S_b, diaphragmes de champ ; L_a, L_b lentilles simples ; PC_a, PC_b cellules photoconductrices ; R_1, O_1 collimateur pour le faisceau de référence ; O_2, R_2, PM lunette et photomultiplicateur pour les franges de référence.

Le processus de comparaison d'une longueur d'onde λ_2 avec une raie étalon λ_1 est le suivant : en partant du voisinage de l'ordre 0, les excédents

fractionnaires de λ_2 et λ_1 sont lus pour cinq maxima successifs des franges de référence, le chariot de l'interféromètre étant déplacé au moyen d'une commande fine. On prend, en fait, pour position d'un maximum, la moyenne des deux lectures consécutives donnant, sur l'appareil de mesure du photomultiplicateur, la demi-déviation ; ceci donne une meilleure précision. Afin de pouvoir les comparer et en prendre la moyenne, les positions des cinq maxima consécutifs sont ramenées à celle du premier ; il faut pour cela soustraire de chaque lecture le multiple approprié de τ, τ étant la variation de l'ordre d'interférence, pour la raie λ_2 ou λ_1, qui correspond à une variation de une unité de l'ordre d'interférence pour la raie de référence de longueur d'onde λ' : ainsi $\tau_1 = \lambda'/\lambda_1$, $\tau_2 = \lambda'/\lambda_2$. La moyenne des cinq valeurs ainsi obtenues est prise pour valeur initiale de l'excédent fractionnaire. Bien que la longueur d'onde à déterminer λ_2, ainsi que la longueur d'onde de la raie de référence large λ' soient utilisées dans le calcul, leurs valeurs n'ont besoin d'être connues qu'avec quatre chiffres pour obtenir la précision du millième de frange. Le chariot de l'interféromètre est ensuite déplacé par un entraînement à moteur d'une longueur arbitraire $L/2$, tandis que le compteur de franges enregistre le nombre entier le plus proche de la variation d'ordre d'interférence $N_1 = L/\lambda_1$ pour la raie étalon (par exemple). L'entraînement est alors arrêté ; les excédents fractionnaires de λ_1 et λ_2 sont de nouveau mesurés ; on prend leur moyenne pour cinq maxima successifs des franges de référence. N_1 est maintenant connu à 0,001 frange près environ, après que la petite correction due au diaphragme de champ fini a été appliquée. Une connaissance grosssière de λ_2 fournit le nombre entier de franges le plus proche pour cette longueur d'onde par la relation $N_1 \lambda_1 = N_2 \lambda_2$. A ce nombre entier calculé, la différence entre les excédents fractionnaires final et initial de λ_2 est ajoutée pour fournir la valeur mesurée de N_2, également précise à environ 0,001 frange près. Finalement λ_2 est calculé par la relation $\lambda_2 = N_1 \lambda_1/N_2$, et la correction est faite pour ramener aux conditions atmosphériques normales. On utilise fréquemment deux raies étalons et on prend la moyenne des résultats.

La comparaison des longueurs d'onde par cette méthode a deux avantages possibles par rapport à l'emploi de l'interféromètre Fabry-Perot. En premier lieu, il faut remarquer qu'aucun déphasage fonction de la longueur d'onde n'intervient, car les variations correspondantes de tous les ordres d'interférence sont simplement celles qui résultent du déplacement du chariot, c'est-à-dire des variations du trajet optique dans l'air.

En deuxième lieu le résultat est donné directement en fonction du nombre d'onde moyen des raies comparées, plutôt qu'en fonction de la position du maximum ; cette propriété est étudiée dans ma deuxième communication. Les principaux inconvénients de cette méthode sont son incapacité à résoudre des structures complexes, la longue durée des mesures et la mauvaise transparence de l'interféromètre à miroirs trièdres.

Il y a diverses sources d'erreurs possibles dans cette méthode, mais la plupart sont aléatoires. Apparemment, on peut en donner la liste suivante :

1. Non linéarité dans le circuit des excédents fractionnaires, ou étalonnage incorrect de l'oscilloscope. La prise de la moyenne sur cinq pointés correspondant à différentes positions sur l'oscilloscope devrait répartir au hasard toutes les erreurs de ce genre et tendre à les annuler.

2. Un éclairement non uniforme sur les diaphragmes de champ provoque des erreurs de phase. Une mise en place correcte des sources minimisera ces erreurs ; sur plusieurs opérations elles devraient être réparties au hasard.

3. Un éclairement non uniforme de l'ouverture des prismes trièdres provoquera des erreurs de phase si les prismes sont optiquement imparfaits ou si les lames séparatrice et compensatrice sont imparfaites. Il faut encore prendre soin d'assurer un éclairement uniforme ; les erreurs pour différentes opérations seront réparties au hasard, pour peu qu'on déplace les sources.

4. L'effet des dérives de température est réduit dans une large mesure par l'emploi du système de franges de référence. Un effet résiduel pourrait exister si la loi de variation avec la température de la dispersion du verre différait un peu pour les deux prismes, ou si ceux-ci différaient en épaisseur.

5. Un décentrement du diaphragme de champ peut entraîner des erreurs dans la correction appliquée pour l'intégration sur ce diaphragme. Ces corrections restent petites en pratique, au plus de l'ordre de 0,01 frange. De plus le centrage est contrôlé chaque jour de sorte que de telles erreurs devraient varier d'une opération à l'autre. Néanmoins cela pourrait causer des erreurs systématiques.

6. Le mélange d'une autre radiation avec la radiation à mesurer, dû à une contamination de la source, à un « ghost » du réseau du monochromateur, ou à une ouverture trop grande, est toujours possible et l'on doit prendre les précautions correspondantes. De telles erreurs cependant dépendent de la longueur $L/2$ du déplacement et tendraient à s'annuler dans la moyenne des résultats obtenus pour différents déplacements.

Le tableau 1 donne quelques mesures effectuées jusqu'ici. Les raies étalon utilisées étaient Ne 7 032,4131 et 7 245,1666. L'accord n'est pas parfait avec les valeurs de C. J. Humphreys (communication personnelle), obtenues avec un Fabry-Perot. Ces écarts doivent être considérés à la lumière des commentaires qui précèdent. Mentionnons que certains de ces résultats ont été obtenus

TABLEAU I

Raies	Longueur d'onde moyenne ou rapport dans les conditions normales	Nombre de mesures	Écart maximum à la moyenne
^{198}Hg 10 139	10 139,794 Å	7	0,003
^{198}Hg 11 287	11 287,408 Å	5	0,003
Rapport $\left\{\frac{11\ 287}{10\ 139}\right\}$	1,11 317 921	7	0,00 000 05
» »	1,11 317 919	5 meilleures des 7 précédentes	0,00 000 004
Cd 10 394	10 394,637 Å	4	0,003
He 20 581	20 581,292 Å	2	0,005

avec l'oscilloscope initial de 12 cm dont la linéarité et l'étalonnage n'étaient pas parfaits.

Nous adressons nos remerciements à la Research Corporation of New-York, dont les subventions ont rendu possible le développement de cet équipement et aux nombreux assistants et étudiants pour la part qu'ils ont prise au développement, à la construction et aux mesures.

RÉFÉRENCES

[1] Peck (E. R.) et Obetz (S. W.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1953, **43**, 505.
[2] Peck (E. R.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1955, **45**, 795.
[3] Peck (E. R.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1955, **45**, 931.

LA LONGUEUR D'ONDE MOYENNE D'UNE DISTRIBUTION SPECTRALE ÉTROITE MESURÉE PAR UN INTERFÉROMÈTRE A DEUX FAISCEAUX

Par Edson R. PECK,
Northwestern University, Evanston, Illinois.

Résumé. — On montre que le procédé de comparaison des longueurs d'onde avec l'interféromètre à miroirs trièdres fournit le nombre d'ondes moyen d'une distribution spectrale avec une grande précision, pourvu que l'ordre d'interférence ne soit pas trop grand. Estimation de la limite supérieure de l'erreur.

Abstract. — The process of wavelength comparison with the corner-reflector interferometer is shown to yield the mean wave number of a narrow spectral distribution to high precision, provided the order number is not too large. An estimate is made of the extreme error involved.

Plusieurs articles ont discuté la façon de faire des mesures de longueurs d'ondes précises avec l'interféromètre à miroirs trièdres [1], [2], [3].

Un tel instrument à deux faisceaux transmet un flux qui varie sinusoïdalement avec l'ordre d'interférence. Contrairement au Fabry-Perot, ce n'est pas un instrument à haute résolution. Au lieu de permettre une observation directe de profil de raie ou de structure hyperfine, il donne le résultat d'une intégration sur la distribution spectrale incidente. La quantité observée en fait dans une détermination de longueur d'onde, est le nombre de franges comptées N, comprenant l'excédent fractionnaire. Le flux transmis a la forme $a \cos 2\pi N$, où a est une fonction d'amplitude à variation lente et $2\pi N$ l'angle de phase. Pour une radiation monochromatique, le nombre d'ondes σ est le rapport N/L du nombre de franges à la différence de chemin optique effective. La question envisagée ici est : à quelle caractéristique d'une distribution spectrale finie mais étroite correspond ce rapport mesuré ?

Considérons une distribution étroite entre les limites de nombres d'ondes σ_0 et σ_1 et caractérisée par une fonction de distribution spectrale B_σ qui est définie comme la radiance de la source au nombre d'ondes σ par unité d'intervalle de nombre d'ondes. Le flux transmis par l'interféromètre est alors :

$$\Phi = k \int_{\sigma_0}^{\sigma_1} B_\sigma \cos (2\pi\sigma L) \, d\sigma$$

où k dépend de l'instrument.

Rapportons le nombre d'ondes à sa valeur moyenne $\bar{\sigma}$ définie par

$$\int_{\sigma_0}^{\sigma_1} B_\sigma(\sigma - \bar{\sigma}) \, d\sigma = 0.$$

La substitution de $\sigma = (\sigma - \bar{\sigma}) + \bar{\sigma}$ suivie de

transformations trigonométriques conduit à la formule :

$$\Phi = a \cos (2\pi L \bar{\sigma} + \Delta\varphi)$$

où l'amplitude a et la différence de phase $\Delta\varphi$ varient seulement lentement avec L pourvu que la distribution spectrale soit étroite. Notons que $\Delta\varphi$ représente la différence entre l'angle de phase mesuré et la valeur $2\pi L\bar{\sigma}$ qui serait observée pour une raie infiniment fine de nombre d'ondes $\bar{\sigma}$. Le problème est essentiellement de garder $\Delta\varphi$ inférieur à la limite d'erreur dans la mesure de l'angle de phase, qui en pratique peut être de $2\pi.10^{-3}$ à $2\pi.10^{-4}$ radians. On trouve pour l'expression $\Delta\varphi$

$$\Delta\varphi = \text{arc tg} \frac{\int_{\sigma_0}^{\sigma_1} B_\sigma \sin 2\pi L(\sigma - \bar{\sigma}) \, d\sigma}{\int_{\sigma_0}^{\sigma_1} B_\sigma \cos 2\pi L(\sigma - \bar{\sigma}) \, d\sigma}.$$

Puisque en tout cas $\Delta\varphi$ doit être petit nous pouvons toujours remplacer cet arc tg par son argument.

On peut maintenant tirer certaines conclusions :

1. La différence de phase ou erreur $\Delta\varphi$ disparaît pour une distribution symétrique puisque la fonction sinus est impaire tandis que la fonction cosinus est paire.

2. Supposons les fonctions sinus et cosinus développées en séries, leurs arguments étant petits. Au dénominateur, on a juste, en première approximation, l'aire ou radiance totale de la distribution. Par définition du nombre d'ondes moyen $\bar{\sigma}$, le terme principal au numérateur est le terme cubique

$$-\frac{2\pi^3}{6}\left(\frac{\bar{N}}{\bar{\sigma}}\right)^3 \int_{\sigma}^{\sigma_1} B_\sigma(\sigma - \bar{\sigma})^3 \, d\sigma.$$

Ici nous avons mis en évidence le nombre moyen de franges propre $\bar{N} = L\bar{\sigma}$ correspondant au vrai nombre d'ondes moyen. L'erreur de phase $\Delta\varphi$ est proportionnelle au cube de $\bar{N}$ de sorte qu'elle tend rapidement vers 0 quand $\bar{N}$ décroît. Même l'erreur relative $\frac{\Delta\varphi}{2\pi\bar{N}}$ tend vers zéro quadratiquement quand N décroît.

Nous pouvons en conclure que l'interféromètre à miroirs trièdres mesure essentiellement le nombre d'onde moyen d'une distribution spectrale suffisamment étroite, pourvu que l'ordre d'interférence soit suffisamment bas. De plus, il est préférable de mesurer moins de franges avec une meilleure précision que plus de franges avec une précision absolue plus faible, correspondant à la même précision relative, en vue d'éviter l'erreur provenant du profil de raie.

3. En vue d'évaluer l'erreur maximum qui pourrait provenir du profil de raie, on a étudié des distributions spectrales simples de 2 types : un groupe étroit de raies fines également espacées et un groupe de paliers d'égale largeur comme le montre la figure 1. Les résultats sont les mêmes pour des

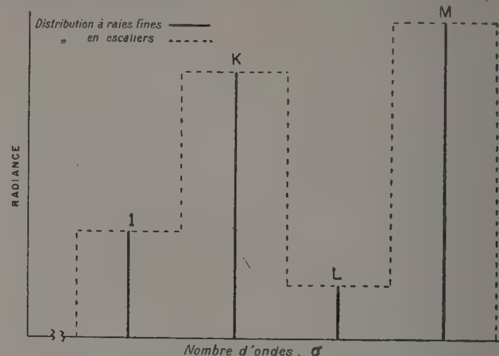


Fig. 1. — Distributions spectrales simples à 4 composantes.
Distribution à raies fines ———.
Distribution en escaliers — — — —.

paliers et pour des raies fines placées en leurs centres. Pour des groupes ayant jusqu'à 4 composantes d'intensités relatives $1 : K : L : M$ avec une largeur totale fixe $\sigma_1 - \sigma_0$, on a cherché les contours fournissant les valeurs extrêmes de l'erreur de phase $\Delta\varphi$, en s'imposant la limitation physique de non négativité des intensités. Dans le cas où l'on a seulement 2 raies composantes dans le rapport $1 : M$, le terme principal dans l'erreur de phase est :

$$\Delta\varphi = \frac{M(M-1)}{6(M+1)^3} y^3$$

où

$$y = 2\pi L(\sigma_1 - \sigma_0) = 2\pi \bar{N}(\sigma_1 - \sigma_0)/\bar{\sigma}.$$

Le $\Delta\varphi$ extrême se produit pour $M = 2 \pm \sqrt{3}$. Une forme de cette distribution est représentée à gauche de la figure 2. Cette erreur extrême

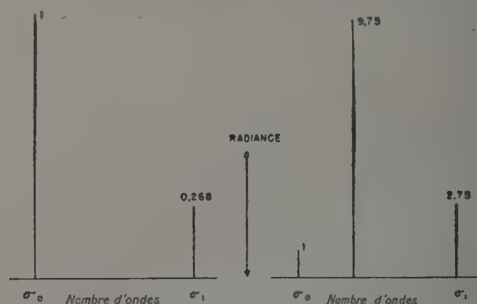


Fig. 2. — A gauche : distribution simple à erreur de phase maximum.
A droite : une distribution à petit extremum d'erreur de phase.

est $3,1 \times 10^{-4} y^3$ en valeur numérique. Comme exemple supposons $(\sigma_1 - \sigma_0)/\bar{\sigma} = 10^{-5}$ et $2\pi\bar{N} = 10^5$, de sorte que 16 000 franges environ sont comptées à partir de l'ordre 0. L'erreur absolue de hase est alors de 3.10^{-4} radians, soit envi-

ron $(1/2).10^{-4}$ frange. L'erreur relative correspondante est seulement 3 pour 10^9. L'examen de la distribution générale de 4 composantes ou moins a montré que ce cas à 2 raies fournit l'erreur la plus grande possible. On ne trouve d'autres extrêma de $\Delta\varphi$, à côté de ceux obtenus pour une paire de raies, que pour le cas curieux représenté à droite de la figure 2, ainsi que pour son image dans un miroir. Ce cas, cependant, fournit une erreur beaucoup plus petite.

On présume que la paire de raies dans le rapport $1/(2 \pm \sqrt{3})$ fournit une limite supérieure pour l'erreur de phase $\Delta\varphi$ pour toute distribution spectrale de même largeur relative, en supposant toujours que cette largeur est petite pour le nombre de franges donné.

En conclusion, nous avons montré que la mesure de longueurs d'ondes par l'interféromètre à miroirs trièdres fournit le nombre d'ondes moyen d'une distribution spectrale étroite, à condition que le nombre de franges à partir de l'ordre zéro ne soit pas excessif. Il faut remarquer que les instruments à haute résolution sont aussi sujets aux erreurs dues au profil de raie, puisque leur résolution est finie. Avec ces derniers instruments, la mesure la plus simple est celle de la position du maximum tandis que l'obtention d'une moyenne nécessite l'intégration sur le contour de raie observé.

Des remerciements sont adressés au Dr Norman Taxman et à M. C. R. Kannewurf pour leur très appréciable contribution à ce travail.

(Communications présentées par P. Fellgett, E. R. Peck étant absent.)

RÉFÉRENCES

[1] Peck (E. R.) et Obetz (S. W.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1953, **43**, 505.
[2] Peck (E. R.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1955, **45**, 795.
[3] Peck (E. R.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1955, **45**, 931.

DISCUSSION

J. Humphreys. — Le désaccord apparent entre les longueurs d'onde de Hg 10 139,794 ± 0,003, Hg 11 287,208 ± 0,003 et Cd 10 394,637 ± 0,003 et les valeurs des longueurs d'onde de ces mêmes raies données par Humphreys et Paul sont apparemment expliqués par une erreur provenant d'une dispersion de phase qui n'avait pas été détectée à l'époque par H. et P. La correction a maintenant été évaluée et se monte à + 0,005 Å; excepté pour la raie 10 139 Å, les longueurs d'onde des raies de Hg et de Cd n'ont pas été remesurées, mais on s'attend à ce que en utilisant comme étalons les raies de l'argon 9 122, 9 224, 9 657, 9 784 et 10 470 Å, les nouvelles longueurs d'onde de H. et P. s'accordent avec celles de Peck, aux erreurs expérimentales près.

P. Fellgett. — J'ajouterai ici un commentaire personnel en insistant sur le point très important, signalé par E. R. Peck, que la « fréquence » d'une raie plus ou moins large est toujours une moyenne d'une espèce quelconque et que la « fréquence » n'est pas définie d'une façon unique tant que la manière de prendre la moyenne n'est pas spécifiée. On peut dire que pour une distribution symétrique toutes les façons raisonnables de prendre une moyenne donnent le même résultat, mais même pour ces distributions symétriques, des différences importantes peuvent se produire lorsqu'on étudie une fonction non linéaire de la fréquence par une fonction non linéaire de l'intensité, comme dans le Fabry-Perot photographique. En conséquence, il ne faudrait pas s'attendre à ce que les mesures de Peck, même corrigées comme il a été dit, s'accordent nécessairement avec les fréquences de raies mesurées par d'autres méthodes dans lesquelles la façon de prendre la moyenne n'est pas définie.

Par ailleurs je voudrais dire que la distinction entre variation d'amplitude a ou de phase φ dans la fonction $a \cos (2\pi nx + \varphi)$ (par exemple) est, dans une certaine mesure, arbitraire, lorsque la composante imaginaire en sinus n'est pas obtenue expérimentalement. En conséquence, des variations classées comme affectant a peuvent conduire à des erreurs dans la mesure de φ.

D. A. Jackson. — Les longueurs d'onde sont-elles mesurées dans la méthode de Peck en fonction d'une raie étalon ou du mètre lui-même ? Si c'est le premier cas, elles représentent tout autant un test de la confiance qu'on peut avoir dans la raie étalon qu'un test de la précision des mesures.

J. Humphreys. — Dans la méthode de Peck on compte successivement les franges d'une raie étalon et de la raie à mesurer pour un même déplacement.

MESURES INTERFÉROMÉTRIQUES DE LONGUEURS D'ONDES DE RAIES D'ABSORPTION DANS LE PROCHE INFRA-ROUGE

Par D. H. RANK,
The Pensylvania State University.
University Park, Pensylvania.

Résumé. — Discussion générale de la « Méthode des ordres exacts ». L'attention est portée sur la correction qu'impose la longueur finie de la fente de sortie et sur son influence dans l'application de la méthode.

Le problème de la dispersion de phase dans les films diélectriques est discuté.

La précision des mesures de longueurs d'ondes est illustrée par l'exemple d'un nombre relativement élevé de longueurs d'onde qui ont été déterminées en utilisant les méthodes mentionnées ci-dessus.

Abstract. — A general discussion of the " Method of Exact Orders " will be given. Attention will be paid to the necessary correction occasioned by the finite length of the exit slit and its influence in the operation of the method.

The problem of dispersion of phase in dielectric films will be discussed.

Precision of wavelength measurement will be illustrated by means of a relatively large number of wavelengths which have been determined using the above mentioned methods.

En principe la mesure des longueurs d'onde est presque aussi simple pour les raies d'absorption que pour les raies d'émission. Un grand nombre de caractéristiques intéressantes dans le proche infrarouge ne peuvent être atteintes par l'expérience que grâce aux spectres d'absorption. Certains des détails intéressants des spectres d'absorption moléculaires n'exigent pas une mesure précise de longueur d'onde, même pour une étude poussée. Il y a, cependant, d'autres phénomènes moléculaires intéressants, par exemple relations entre constantes moléculaires, mesures de distances entre noyaux, etc... dont l'étude demande une mesure précise de longueur d'onde.

Un travail récent fait dans ce laboratoire a montré qu'il est maintenant possible de mesurer certaines constantes moléculaires avec une précision quelque peu inférieure mais comparable à celle que l'on obtient en spectroscopie des micro-ondes. Cet état de chose est particulièrement précieux parce que des états excités impossibles à atteindre par la spectroscopie des micro-ondes peuvent être étudiés au moyen des techniques infrarouges.

La nécessité d'isoler dans un spectre continu une bande étroite de longueurs d'ondes, déterminée par l'intervalle spectral libre de l'interféromètre, amène une sévère restriction de la quantité d'énergie disponible pour faire des mesures sur les détails de l'interférogramme.

On peut trouver un schéma du spectrographe à réseau à haute résolution et de l'interféromètre tels qu'ils sont utilisés actuellement sur la figure d'un article de Rank, Guenther, Shearer et Wiggins [1]. Les longueurs d'onde ont été mesurées à l'aide de cet appareil par deux méthodes différentes, de sensibilités comparables. La méthode que nous avons employée le plus souvent et qui est la moins laborieuse, est celle que j'appelle « méthode des ordres exacts ». Je crois avoir décrit cette méthode pour la première fois ici à Paris en 1953. La 2e méthode que nous avons utilisée est celle que j'appelle méthode « Stadia » ; elle peut être utilisée à la fois en émission et en absorption.

Le problème de la mesure de longueurs d'onde avec un interféromètre implique simplement la mesure d'ordres entiers et fractionnaires pour des longueurs d'ondes convenables connues et inconnues. La détermination d'ordres entiers et fractionnaires pour des raies d'absorption dans l'infrarouge est compliquée par deux facteurs dus tous deux en majeure partie à des limitations d'énergie.

Premièrement, il est nécessaire d'utiliser une fraction finie du système d'anneaux pour faire les mesures. L'emploi d'une telle fraction finie introduit des déplacements dans la position apparente des maxima et des minima de la figure d'interférence, ce qui a été démontré quantitativement par Rank et Bennett [2]. Ces conditions sur les ordres fractionnaires appelées de « hauteur de fente », dépendent de façon compliquée d'une part de la géométrie de l'observation de la figure d'interférence et d'autre part du pouvoir réflecteur des lames de l'étalon Fabry-Perot [2], [3]. Pour des lames recouvertes d'une couche $\lambda/4$ de ZnS, le déplacement des maxima est 0,327 Δ, Δ étant le nombre d'anneaux sous-tendus par le diaphragme rectangulaire de sortie. Cette relation linéaire n'est valable que si Δ est inférieur à 0,1.

Deuxièmement l'absorption de l'infra-rouge par

les films métalliques interdit fortement l'emploi de tels films comme couches réfléchissantes dans l'infrarouge lorsque l'on travaille en absorption. Aussi avons-nous trouvé nécessaire d'utiliser des couches diélectriques. Comparées aux couches métalliques ces couches ont une très grande dispersion du changement de phase à la réflexion. Heureusement des valeurs préliminaires du changement de phase à la réflexion peuvent être calculées avec une précision raisonnable à partir de la théorie électromagnétique. Pour obtenir la précision voulue, il est cependant nécessaire de se livrer à de fastidieuses mesures de la dispersion de phase par l'emploi de deux épaisseurs d'étalon ou plus [1].

Méthode des ordres exacts. — Si l'on explore un spectre continu, après avoir placé un étalon de Fabry-Perot à l'entrée, ou à la sortie de préférence, d'un monochromateur à haute résolution, on observe une série de franges dont les maxima sont séparés par $1/2\ \mu t\ \text{cm}^{-1}$ ou μ est l'indice de réfraction de l'air et t la séparation des lames d'étalon en cm. Si la résolution du monochromateur est grande par rapport à l'intervalle spectral libre de l'étalon, l'enregistrement obtenu sera une reproduction fidèle de la distribution d'intensité dans ce système de franges. La présence de raies d'absorption dans le spectre continu se traduira par l'observation de raies d'absorption superposées sur le système de franges.

Les raies d'absorption apparaîtront en général à toutes les longueurs d'ondes possibles correspondant à tous les ordres fractionnaires possibles de l'interféromètre.

Le problème de la mesure des ordres fractionnaires auxquels apparaissent les raies d'absorption, est en premier lieu un problème de précision et de sensibilité : Un peu de réflexion montrera que le maximum de sensibilité dans la mesure de la position de la raie d'absorption sera obtenu quand la raie d'absorption est placée au sommet de la frange d'interférence. Cette condition de sensibilité maximum est facile à satisfaire puisque la longueur d'onde à laquelle les maxima des franges apparaissent peut être réglée en changeant la pression d'air dans l'interféromètre. Ainsi la raie d'absorption peut être amenée en coïncidence avec le sommet d'une frange d'interférence par un choix convenable de la pression de l'air dans l'interféromètre. Une mesure de la pression d'air lors de la coïncidence et la connaissance de l'indice de réfraction de l'air et de $2t$ permettent le calcul de l'ordre fractionnaire rapporté à l'interféromètre avec ses lames dans le vide. Des mesures préliminaires précises, mais encore incomplètes et non publiées, de l'indice de l'air faites dans ce laboratoire dans la région 1,5 μ ont montré que la formule de dispersion d'Edlen [4] est correcte à un degré beaucoup plus grand que celui nécessaire pour faire des mesures de longueurs d'onde infra-rouge à 10^{-7} près.

R. G. S. W. [1] ont montré la sensibilité de la méthode des ordres exacts sur les figures 2 et 3 de leur article ; des cales de 13 et 28 mm respectivement étaient utilisées dans l'étalon F.-P. Dans la région de 1,5 μ à 2,5 μ la précision sur la longueur d'onde est meilleure que 5.10^{-8}.

Il faut remarquer que la « méthode des ordres exacts » n'est pas complètement une méthode interférométrique puisqu'il est nécessaire que le monochromateur ait une haute résolution à la fois pour présenter le système de franges et pour localiser la raie d'absorption par rapport aux franges.

La méthode « Stadia ». — Cette méthode pour mesurer les ordres fractionnaires a été décrite par Rank, Bennett et Bennett [3]. C'est une méthode purement interférométrique puisque le pouvoir de résolution est obtenu essentiellement à l'aide de l'interféromètre. La fente du monochromateur est ouverte à une largeur juste égale à celle nécessaire pour faire disparaître les franges. Dans ces conditions si on laisse la bande de longueurs d'onde du continu arriver sur l'étalon, la longueur d'onde convenable pour produire une interférence constructive sera toujours présente. Ainsi si nous modifions l'épaisseur effective de l'étalon en changeant la pression d'air dans l'interféromètre, aucun changement dans l'intensité du fond continu ne peut être observé. Cependant, si une raie d'absorption est présente un minimum apparaîtra à la longueur d'onde correspondant à l'interférence constructive au centre de la raie d'absorption. Une façon très pratique et commode de modifier la pression de l'air dans l'étalon est le « procédé à débit de gaz linéaire en masse » décrit par Rank et Shearer [5]. Cette méthode a été appelée « méthode Stadia » parce que la pression d'air pour laquelle le maximum ou le minimum se produisent est déterminée en traçant des repères sur l'enregistrement lors du passage de la colonne manométrique devant une paire de fils de réticule en croix dans le cathétomètre. Il suffit alors d'interpoler entre les deux pressions enregistrées connues pour trouver avec précision la pression pour laquelle le maximum ou le minimum se produit. Cette méthode peut être utilisée pour des raies d'émission aussi bien que pour des raies d'absorption. Des exemples d'emploi de la « méthode Stadia » à la fois en émission et en absorption sont donnés sur la figure 1 de la référence 3.

Malheureusement le temps ne me permet pas de passer en revue les détails des procédés nécessaires à la mesure des longueurs d'ondes par les méthodes qui ont été brièvement décrites. Les problèmes variés et divers qui se posent à la suite de ces mesures ont été décrits dans les références originales données dans la bibliographie.

J'aimerais faire remarquer que nous obtenons une sensibilité en longueur d'onde de 1 pour 2.10^7 avec un facteur de réflexion de seulement 30 % sur les lames d'étalons. Cette sensibilité résulte évidemment de la détermination quantitative du contour d'intensité du système de franges. Des expériences assez grossières avec ces couches d'argent très réfléchissantes sur les lames d'étalon, faites en lumière verte, avec enregistrement photoélectrique des franges, ont montré une sensibilité en longueur d'onde 1 pour 4.10^8.

A l'heure actuelle, nous avons effectué la mesure complète de 2 bandes par ces méthodes interférométriques. La bande 002 → 000 de HCN à 1,5 μ a été mesurée [1]. La raie $P(1)$ de cette bande a été mesurée par rapport à la raie verte de ^{198}Hg. De plus 29 raies ont été mesurées par rapport à $P(1)$. Nous estimons que la précision absolue sur la raie $P(1)$ est 1 pour 10^7 et celle des 29 raies par rapport à $P(1)$ 1 pour 4.10^7. Dans la région de 2,5 μ, la bande 2 → 0 de CO a été mesurée [6]. Dans ce cas nous avons mesuré la raie $R(18)$ de cette bande par rapport à la raie verte de ^{198}Hg. Trente-trois raies de cette bande ont été ensuite mesurées par rapport à R (18) avec une précision de 1 pour 10^7.

Un certain nombre de facteurs ont déterminé notre choix des bandes à mesurer. Les deux bandes mentionnées ci-dessus sont dans la région du proche infra-rouge où des étalons de longueurs d'onde sont particulièrement utiles. Ces molécules linéaires donnent des raies fines et commodément espacées. De plus, la considération la plus importante à notre point de vue était la détermination de l'état fondamental B de ces molécules. Combinée avec les déterminations de B par les micro-ondes, cette mesure permet de déterminer la vitesse de la lumière. Les mesures de la bande de HCN [7] ont donné une valeur $c = 299\,793{,}2 \pm 1{,}8$ km/s. Plus récemment nous avons obtenu

$$c = 299\,793{,}7 \pm 0{,}7 \text{ km/s}$$

à partir de mesures sur la bande de CO [6].

Ces valeurs obtenues au moyen de la méthode du spectre de bande peuvent être rapprochées de la valeur $c = 299\,793.0 \pm 0.3$ km/s recommandée par Du Mond et Cohen [8].

BIBLIOGRAPHIE

[1] Rank (D. H.), Guenther (A. H.), Shearer (J. N.) et Wiggins (T. A.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1957, **47**, 144.
[2] Rank (D. H.) et Bennett (J. M.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1955, **45**, 46.
[3] Rank (D. H.), Bennett (J. M.) et Bennett (H. E.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1956, **46**, 477.
[4] Edlen (B.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1953, **43**, 339.
[5] Rank (D. H.) et Shearer (J. N.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1956, **46**, 463.
[6] Rank (D. H.), Guenther (A. H.), Saksena (G. D.), Shearer (J. N.) et Wiggins (T. A.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1957, **47**, 686.
[7] Rank (D. H.), Guenther (A. H.), Shearer (J. N.) et Wiggins (T. A.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1957, **47**, 148.
[8] Cohen (E. R.) et Du Mond (J. W. M.), *Rev. Mod. Physics*, 1955, **27**, 363.

DISCUSSION

Note de l'éditeur. — La discussion suivante porte sur une partie de la communication de D. H. Rank, plus développée dans l'exposé oral que dans le manuscrit, et qui comportait notamment la projection d'un tableau comparatif des résultats des différents auteurs cités dans la discussion.

R. Dupeyrat. — Les moyennes par la méthode des moindres carrés, faites par Birge, Bearden, Watts et Dumond Cohen ne sont pas correctes, car la méthode ne peut s'appliquer qu'à des résultats dépourvus d'erreurs systématiques. D'autre part, la méthode de Bergstrand, 1956, donnant le résultat à mieux que 0,3 km/s près, pensez-vous pouvoir avec votre méthode atteindre une telle précision ou ne vaudrait-il pas mieux, provisoirement, partir des résultats de Bergstrand pour préciser notre connaissance des constantes de HCN ? Quel crédit pensez-vous pouvoir accorder à la moyenne pondérée que vous avez calculée car le nombre des groupes de mesures est faible et les poids sont nécessairement assez arbitraires. Il est pourtant à noter que les derniers résultats que vous avez publiés convergent.

D. H. Rank. — Toutes les méthodes, même celles qui sont données comme ayant les erreurs probables les plus faibles présentent des erreurs systématiques très mal connues de sorte qu'il est souhaitable de faire des mesures par toutes les méthodes, même celles qui paraissent un peu moins précises.

J. Terrien. — Dans certains mesures de c, la longueur parcourue par la lumière est mesurée par comparaison plus ou moins directe au mètre étalon, dans d'autres par rapport à la raie rouge du Cd. Il y a entre les deux étalons de longueur une différence non déterminée de l'ordre de $0{,}3.10^{-6}$.

SUR LA POSSIBILITÉ D'UTILISER DES RAIES D'ABSORPTION COMME ÉTALON PRIMAIRE DE LONGUEUR

Par Wm. G. FASTIE,
The Johns Hopkins University, Baltimore, U. S. A.

Résumé. — Il est possible d'établir, dans un gaz absorbant, des conditions de température et de pression, telles que ses raies d'absorption aient des longueurs d'ondes invariables, tandis que les raies d'émission sont sujettes à des variations de longueur d'onde dépendant des conditions d'excitation. Des limitations expérimentales ont, toutefois, restreint les travaux sur l'étalon primaire de longueurs aux raies d'émission. Cet article décrit le développement de techniques qui permettent des mesures de précision comparable avec des raies d'absorption de la vapeur d'iode, sous une pression de 0,2 microns, à 250 °K.

Une source à Hg 198, est observée dans la direction d'un champ variable. Une lame quart d'onde et un analyseur isolent une des composantes de Hg 5 461, qui éclaire un interféromètre-monochromateur de Fabry-Perot à grande différence de marche, balayé par variation de pression. Quand la cuve à absorption est placée sur le faisceau, on ajuste le champ jusqu'à ce qu'une des raies d'absorption de I_2 recouvre la raie de Hg. La forme de la raie d'absorption a été mesurée photoélectriquement par balayage de l'interféromètre. Des photographies des anneaux de Fabry-Perot en absorption ont été également obtenues. On a trouvé, pour la largeur des deux raies qui ont été étudiées particulièrement, 0,030 cm^{-1}, soit environ 2,5 fois la largeur Doppler, vraisemblablement à cause de l'effet de spin nucléaire de I 127. Malgré la largeur des raies, leur invariance absolue en longueur d'onde semble les rendre au moins comparables aux raies d'émission étalons actuellement proposées. Toutefois, la présence de l'effet de spin nucléaire exclut la possibilité d'affiner les raies par utilisation de jets moléculaires.

Un travail est en cours pour appliquer des techniques analogues aux raies d'absorption de Hg provenant de l'état fondamental.

Abstract. — It is possible to establish conditions of pressure and temperature in an absorbing gas so that its absorption lines are invariant in wavelength, whereas emission lines are subject to wavelength shifts dependent upon the condition of excitation. Experimental limitations have, however, restricted work on the primary length standard to emission lines. This paper describes the development of techniques which make it possible to achieve comparable measurements accuracy with absorption lines of I_2 vapor at a pressure of 2 microns and at a temperature of 250 °K.

A Hg 198 source was viewed along a variable magnetic field. A quarter wave plate in combination with a polaroid sheet isolated one of the Hg 5 461 components which illuminated a long. path Fabry-Perot interferometer-monochromator which was scanned by variation of air pressure When the I_2 absorption tube was placed in the light path, the magnetic field could be adjusted until one of several I_2 absorption lines overlapped the Hg line. The shape of the absorption line was measured photoelectrically by scanning the interferometer. Likewise photographs of the Fabry-Perot patterns in absorption were obtained.

The half width of the two lines which have been carefully studied was found to be 0.030 wave numbers, about 2.5 times the theoretical Doppler width, presumably due to the nuclear spin effect of I 127. In spite of the width of the lines, their absolute invariance in wavelength makes them appear to be at least comparable to presently proposed emission line standards. However, the presence of the nuclear spin effect precludes the possibility of narrowing the lines by molecular beam techniques.

Work is in progress in applying similar techniques to ground state absorption lines of Hg.

Depuis que la longueur d'onde d'une raie spectrale fut proposée comme étalon primaire de longueur, les recherches à ce sujet ont été presque exclusivement consacrées à l'étude de raies d'émission de sources gazeuses. L'objet de cette communication est de décrire les avantages de raies d'absorption et de montrer leurs possibilités comme étalons primaires de longueur.

I. Invariabilité des raies spectrales. — Les tubes à décharges à isotopes purs modernes qui ont été proposés comme sources, fournissent des raies d'émission qui sont invariables dans les limites actuelles des mesures interférométriques, c'est-à-dire dans la limite de quelques pour 10^9. Une invariabilité absolue ne peut pas être réalisée avec une source d'émission à cause des variations de longueur d'onde imprévisibles induites par le champ électromagnétique et par la température et la pression des atomes émetteurs. Dans un tube d'absorption, par contre, aucun champ électrique ou magnétique n'est nécessairement présent et la température et la pression du gaz peuvent être déterminées exactement. L'invariabilité absolue qui en résulte pour les raies d'absorption est un avantage appréciable si le problème de mesure en absorption peut être résolu.

II. Mesure de précision de raies d'absorption de l'iode. — En vue d'obtenir une mesure précise de

longueur d'onde sur une raie d'absorption simple et fine, avec un interféromètre Fabry-Perot, il est nécessaire que le fond spectral continu soit uniforme en intensité et qu'il ait une largeur spectrale au plus égale au domaine spectral libre de l'interféromètre ; avec une cale de 5 cm, par exemple, on doit avoir une largeur spectrale au plus égale à 0,1 cm^{-1}. Un très grand monochromateur à réseau de précision est nécessaire pour isoler une portion de spectre continu aussi étroite. On peut également employer une raie d'émission isolée, de même longueur d'onde que la raie d'absorption à étudier, élargie par pression et (ou) par effet Zeeman, pour fournir le fond continu uniforme demandé, ce qui évite l'emploi d'un système prédisperseur.

La dernière méthode a été employée pour étudier

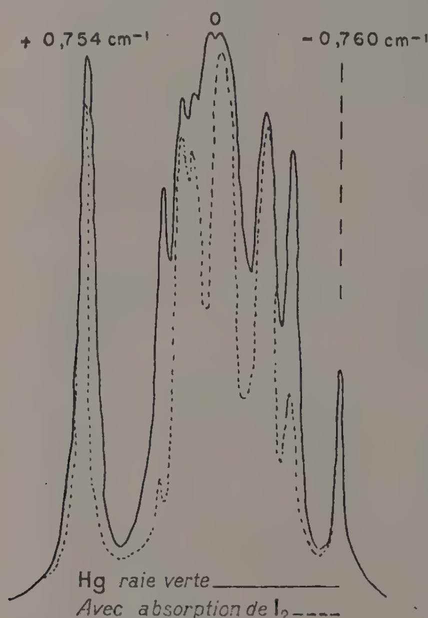


Fig. 1. — Enregistrement microphotométrique de la raie verte de Hg ; le tracé en pointillé montre le spectre d'absorption de I_2 superposé.

une raie du spectre de l'iode. Sur la figure 1, le trait plein est le relevé microphotométrique d'une photographie de la raie verte du mercure obtenue avec un spectrographe à réseau plan à haute résolution. La courbe en pointillé représente le même spectre avec interposition d'un tube à vapeur d'iode sur le faisceau. Plusieurs raies de l'iode sont mises en évidence ; celle qui se trouve juste à gauche du centre tombe presque exactement sur la raie simple non résolue de Hg 204. On a donc utilisé une source de Hg 204 avec des filtres pour fournir un « continu » étroit pour la raie simple de l'iode.

Le montage est représenté sur la figure 2. La source à Hg 204 était dans le champ d'un électro-aimant à courant alternatif qui permettait d'ajuster la largeur du continu. La lumière traversait une cuve à absorption vidée et munie d'un tube latéral qui pouvait être refroidi pour contrôler la pression de l'iode dans la cellule. La figure d'interférence du Fabry-Perot était photographiée avec un appareil photographique de 30 cm de distance focale. Sur la figure 3, le cliché central est un positif des franges de Fabry-Perot de la raie d'absorption de l'iode. Au-dessus et au-dessous sont photographiées les franges obtenues avec une source Meggers à Hg 198. L'examen visuel de la figure 3 suggère que les diamètres des franges pour les deux figures d'interférence peuvent être mesurés avec à peu près la même limite d'erreur. Les mesures de diamètre de franges sur les plaques originales confirment cette conclusion. Ces résultats montrent que l'on peut réaliser les conditions expérimentales appropriées à des mesures de longueurs d'onde en absorption jusqu'à la limite d'erreur de l'interféromètre.

III. **Possibilité de prendre une raie de l'iode comme étalon primaire.** — I_2 se trouve, dans la nature, à l'état d'isotope pur de poids moléculaire 254 ; la pression de vapeur est de 0,3 micron à 254 °K, pression pour laquelle il y a une absorption notable sur un trajet de 1 m et pas d'élargissement par pression. La largeur Doppler calculée des raies se compare très favorablement aux largeurs observées d'autres raies qui ont été proposées comme étalons. Cependant la largeur observée de

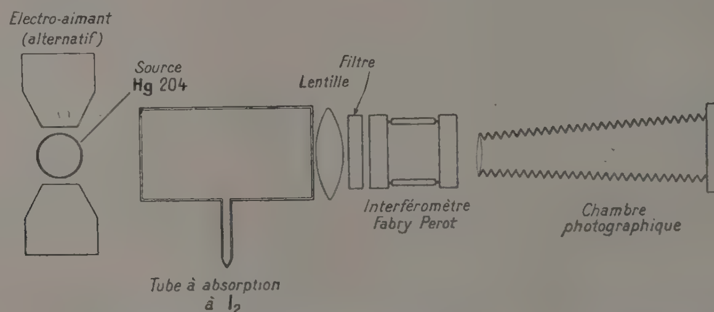


Fig. 2. — Appareil pour photographier le système d'anneaux F.-P. de la raie d'absorption de I_2.

deux raies de l'iode était environ 2,5 fois la largeur Doppler.

Les largeurs de raies de l'iode ont été mesurées avec un interféromètre-monochromateur photoélectrique, balayé en longueurs d'onde par variation de la pression dans l'interféromètre, ainsi que le montre la figure 4. On a employé une variante de la technique de production du fond continu utilisant une source à Hg 198 fonctionnant dans le champ d'un électro-aimant et vue dans la direction du champ. Une lame quart d'onde et un polaroïd isolaient une des composantes Zeeman dont la longueur d'onde pouvait être réglée en faisant varier le champ. Les composantes étaient quelque peu élargies par la structure Zeeman et aussi par le fonctionnement du tube à une pression supérieure.

Les performances du monochromateur furent contrôlées avec le tube à Hg 198 marchant à 0 °C 3 et5 °C. Les enregistrements de la figure 5 correspondant à ces deux conditions, montrent que les raies du mercure sont plus larges à la température la plus élevée. La largeur à mi-hauteur, 0.021 cm^{-1} à 0 °C, est en accord avec celle d'autres observateurs et montre que le monochromateur avait

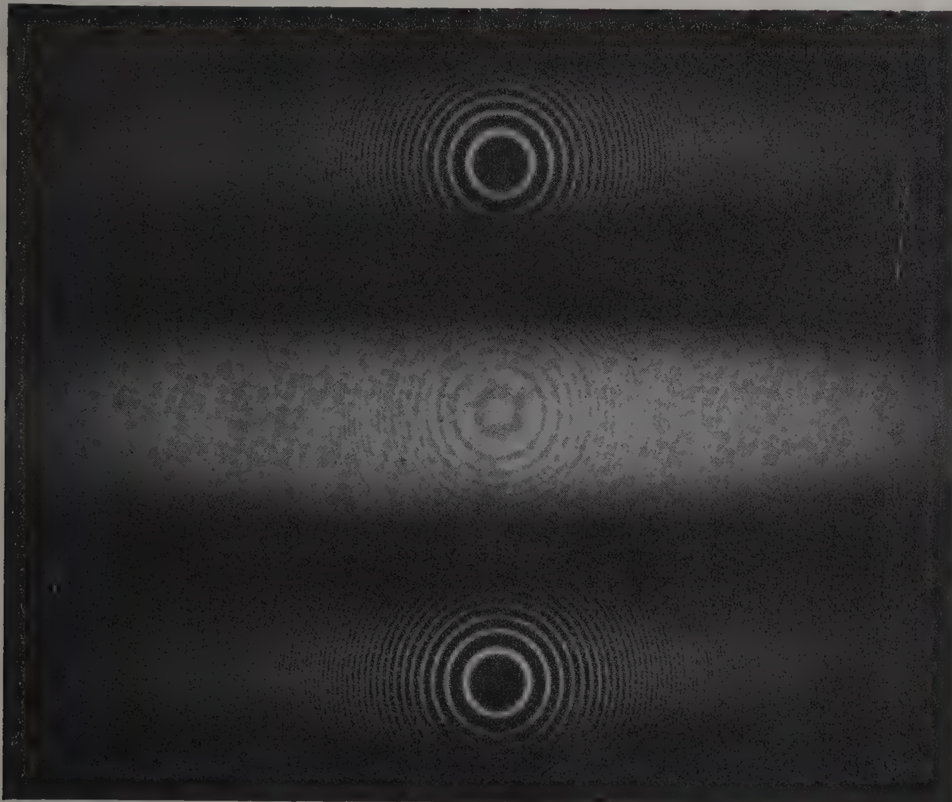


Fig. 3. — Comparaison des anneaux de ^{198}Hg (en haut et en bas) avec ceux donnés par l'absorption dans I_2.

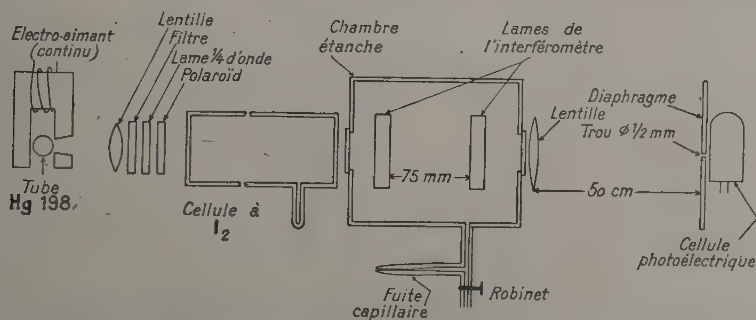


Fig. 4. — Interféromètre à balayage pour mesurer les largeurs des raies d'absorption de I_2.

des performances correctes. La figure 6 montre les résultats obtenus avec la vapeur d'iode ; la courbe supérieure est l'enregistrement de la raie verte de Hg 198, déplacée et élargie, le tracé intermédiaire présente en plus l'absorption de I_2, et le tracé du bas est le rapport des deux mesures. Avec ce genre d'enregistrement, on a obtenu, pour deux raies différentes de l'iode, une largeur à mi-hauteur égale à 0.030 cm^{-1}. La largeur de ces raies est probablement due à des effets de spin nucléaire.

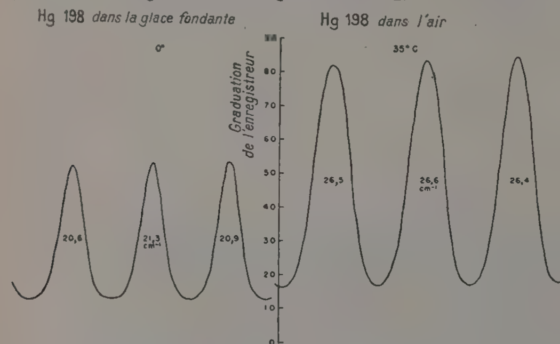


Fig. 5. — Mesure de la largeur de ^{198}Hg à 0 °C et 35 °C. Interféromètre enregistreur ; cales de 75 mm. Domaine spectral libre : 0,0666 cm^{-1}.

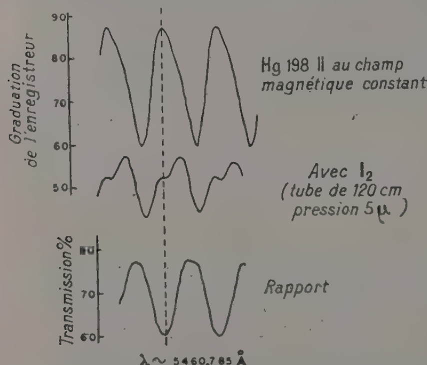


Fig. 6. — Raie d'absorption de I_2 mesurée avec l'interféromètre à balayage. Interféromètre enregistreur ; cales de 75 mm. Domaine spectral libre : 0,0666 cm^{-1}.

Bien que les raies de l'iode soient larges elles se comparent favorablement avec les raies d'émission étalons proposées, à cause de l'invariabilité absolue de leur longueur d'onde. Cependant il apparaîtrait désirable d'utiliser un gaz absorbant qui donne seulement la largeur Doppler, ce qui permettrait d'employer les techniques de jets atomiques et moléculaires pour réduire encore plus la largeur de raie.

IV. **Travail futur.** — La raie d'absorption fondamentale de Hg 198 à 2 537 Å pourrait convenir comme étalon primaire. On projette d'étudier cette raie en employant une source à Hg 198, à raies convenablement élargies, pour éclairer un tube d'absorption à jet atomique de mercure naturel. Les raies de la source à Hg 198 ou de toute autre source pourraient alors être étalonnées par rapport à la raie d'absorption de l'état fondamental, et ces raies d'émissions pourraient être utilisées comme étalons secondaires de travail pour mesurer directement des longueurs.

La largeur des raies d'émission limite la longueur physique qui peut être directement comparée à un étalon de longueur d'onde. Il paraît réalisable cependant, d'utiliser un interféromètre-monochromateur à haute résolution pour produire une source artificielle de très faible largeur spectrale. La figure 7 est un schéma de l'équipement où un interféromètre F.-P. à cales de 75 mm a été utilisé pour produire une source artificielle éclairant un interféromètre F.-P. à cales de 50 cm. Aucune frange n'a encore été observée sans doute à cause des difficultés de réglage et de la limitation d'intensité lumineuse. Le travail est en cours.

Remerciements. — Ces études ont été patronnées par un contrat de recherches entre l'Office of Naval Research, Washington D. C., et l'Institute for Cooperative Research, Johns Hopkins University. Je désire remercier le Pr G. H. Dieke, de ce laboratoire, de ses suggestions utiles et nombreuses, et pour avoir mis les moyens de son laboratoire à ma disposition pour ce travail.

DISCUSSION

J. Terrien. — Je signale que les expériences de franges de superposition de Fabry, par exemple entre un grand étalon de 1 mètre et un étalon plus petit quelconque permettent toujours d'observer des franges avec une raie du Hg ordinaire. Je ne comprends pas comment l'introduction d'un diaphragme peut faire disparaître les franges.

Wm. G. Fastie. — Je ne pense pas que le diaphragme ait rien à voir avec l'échec de l'expérience.

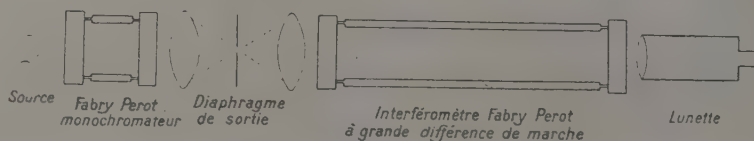


Fig. 7. — Appareil pour l'étude de longs trajets optiques, avec une raie produite artificiellement.

FRANGES DE FABRY-PEROT EN LUMIÈRE BLANCHE UTILISÉES COMME ÉTALONS DE LONGUEUR D'ONDE (1)

Par F. S. TOMKINS et MARK FRED,
Argonne National Laboratory, Lemont, Illinois.

Résumé. — L'analyse des termes des spectres complexes des terres rares et des éléments lourds exige des descriptions extrêmement précises de ces spectres si l'on veut éviter que les régularités réelles soient cachées par de fausses régularités, et il est souhaitable que les longueurs d'onde soient mesurées avec une précision voisine de celle qu'on peut obtenir en interférométrie.

On peut obtenir cette précision en photographiant les franges d'interférence en lumière blanche comme marques de longueurs d'onde, au lieu de l'arc au fer ou des autres étalons conventionnels, sans la perte de lumière inhérente aux méthodes d'interférométrie usuelles. Les franges en lumière blanche donnent des étalons équidistants, d'intensité et de finesse uniformes, dont les longueurs d'onde peuvent être facilement étalonnées par comparaison avec une source telle que ^{198}Hg, ce qui permet de s'affranchir des défauts des raies du fer : insuffisance de précision, de finesse, et petit nombre de raies. L'interfrange est déterminé par l'épaisseur de l'étalon et peut être choisi à volonté.

On détermine les longueurs d'onde suivant le mode d'emploi habituel de l'interféromètre Fabry-Perot, en mesurant l'excédent fractionnaire de la raie inconnue par interpolation entre franges voisines ; le nombre entier d'ordres est obtenu en comptant le nombre de franges à partir d'une raie connue, ou calculé à partir de l'épaisseur connue de l'étalon quand la longueur d'onde est déjà connue à 0,1 Å près. Dans les deux cas, les distances d'interpolation réellement mesurées sont très petites et les erreurs dues au déplacement de l'émulsion ou aux défauts de la surface focale du châssis photographique sont réduites au minimum. On peut obtenir des longueurs d'onde à 0,0003 Å près en utilisant ce système dans le 5e ordre du spectrographe de 9 m d'Argonne et on montre quelques mesures caractéristiques.

On discute les applications de la méthode à l'étalonnage du spectrographe.

Abstract. — The term analysis of the complex rare earth and heavy element spectra requires highly accurate descriptions of these spectra in order to avoid the masking of real regularities with spurious ones, and wavelength accuracy approaching that obtainable interferometrically is desirable.

Such accuracy can be obtained by photographing white light interference fringes [1] as wavelength markers instead of the iron arc or other conventional standards, without the loss of light attendant on the usual methods of interferometry. The white light fringes provide equally spaced standards of uniform intensity and sharpness, whose wavelength values can be easily calibrated by comparison with a source such as ^{198}Hg, thus avoiding the deficiencies of the iron lines with respect to accuracy, sharpness, and number. The spacing between fringes is determined by the etalon thickness and can be chosen at will.

The wavelengths are determined as in the conventional method using a Fabry-Perot interferometer, by measuring the fractional order of the unknown by interpolation between neighboring fringes, and the whole order number either by counting fringes from a known line or by calculation from the known etalon thickness if the wavelength is already known to approximately 0.1 angstrom. In either case the interpolation distances actually measured are quite small and errors due to emulsion shrinkage or errors in the focal surface of the plateholder are minimized. Wavelengths accurate to ± 0.0003 Å can be obtained using this system in the 5th order of the Argonne 30-ft. spectrograph, and typical measurements are shown.

Some applications of the method to the calibration of the spectrograph are discussed.

I. Introduction. — Un des principaux objectifs du programme de recherches spectroscopiques du Laboratoire National d'Argonne est l'analyse des termes de certains spectres d'éléments lourds ; les recherches sont concentrées pour l'instant sur l'américium et sur le neptunium. La complexité de ces spectres est telle qu'il faut des valeurs de nombres d'onde extrêmement précises si l'on ne veut pas que les régularités réelles des systèmes de termes soient masquées par des régularités accidentelles. On peut montrer par exemple, que pour N raies, connues chacune à $\pm\,\varepsilon$ cm^{-1} et couvrant un intervalle de I cm^{-1}, le nombre le plus probable de paires de raies ayant une différence de nombres d'onde donnée, est donnée par l'expression

$$P = 2\varepsilon N^2/I.$$

P est la valeur maximum d'une distribution de Poisson ; il est donc possible que certaines différences fortuites se produisent beaucoup plus que le nombre de fois le plus probable. Nous avons, pour le spectre de l'américium, une liste de quelque 3 000 raies couvrant un intervalle de 40 000 cm^{-1}. Pour que le nombre de paires fortuites ne dépasse

(1) Extrait d'un travail effectué sous les auspices de la U. S. Atomic Energy Commission.

pas une valeur raisonnable, de l'ordre de cinq, il faut que la valeur de ε soit de l'ordre de 0,01 cm^{-1}.

On peut faire facilement des mesures avec une précision dépassant le dix-millionième avec un interféromètre Fabry-Perot, mais cela entraîne d'ordinaire une perte considérable de lumière, en raison du gaspillage de lumière dû à l'interféromètre lui-même et des nombreuses poses nécessaires pour couvrir le domaine de longueurs d'onde désiré. Cette perte de lumière peut devenir prohibitive dans le cas de certaines matières très rares. Des poses faites avec un grand spectrographe à réseau donnent le maximum d'informations pour un échantillon limité, mais généralement, la précision des mesures est réduite d'un ordre de grandeur par rapport aux mesures interférométriques.

L'avantage de l'interféromètre provient en partie de sa dispersion plus élevée, mais un facteur important est la relation simple qui existe entre la longueur d'onde et l'ordre fractionnaire d'interférence observé, ce qui permet de déterminer des longueurs d'onde absolues en n'utilisant qu'une seule raie étalon. Au contraire, le procédé habituel du réseau nécessite un certain nombre de raies étalons pour établir une correction permettant de tenir compte de la non-linéarité de la dispersion. On utilise généralement dans ce but le spectre de l'arc au fer, mais il n'est pas satisfaisant pour des mesures de précision en raison de ses défauts bien connus : manque de précision et de finesse et petit nombre de raies. Quand on aura de bonnes longueurs d'onde pour la cathode creuse et les tubes à décharge sans électrode du fer, les deux premières objections disparaîtront en grande partie, mais la troisième restera sérieuse.

La méthode présentée ici est un compromis dans lequel les franges Fabry-Perot en lumière blanche sont photographiées comme marques de longueur d'onde à la place du spectre du fer, tandis que le spectre de l'échantillon est photographié de la manière habituelle. On peut mesurer des longueurs d'onde avec des précisions approchant celles qu'on obtient avec les interféromètres utilisés de la façon conventionnelle, sans la perte de lumière de l'échantillon qui en résulte.

II. **Production des franges.** — La formation des franges en lumière blanche avec l'interféromètre Fabry-Perot a été discutée dans l'article classique de Fabry et Buisson [1] et, plus récemment, par Meissner [2] dont l'exposé sera rappelé brièvement.

Si l'on projette le système de franges d'un étalon Fabry-Perot sur la fente d'un spectrographe stigmatique et qu'on éclaire l'étalon avec de la lumière blanche, en supposant une fente étroite et un spectrographe dont la résolvance est comparable à celle de l'étalon, on voit que le spectre se compose de franges courbes brillantes, séparées par des intervalles sombres plus larges, comme le montre la figure 1. On considère les franges comme formées par l'action de l'interféromètre sur une série continue de raies monochromatiques, dont chacune forme la figure Fabry-Perot caractéristique, étalée sur la longueur de l'image de la fente. Les intersections de la raie verticale avec les franges indiquent la position de la figure normale pour la longueur d'onde représentée par la raie. Lorsque la longueur d'onde augmente, les figures se contractent et tracent les courbes brillantes qui forment ce qu'on appelle « le spectre cannelé ». Les courbes constituent, avec une bonne approximation, une famille de paraboles dont les sommets successifs sont séparés par l'intervalle spectral libre de l'interféromètre. Ainsi, le long du centre de la figure, $\Delta\sigma = 1/2t$ ou $\Delta\lambda = \lambda^2/2t$, et les intersections des franges avec l'axe horizontal représentent des ordres entiers d'interférence, qui diminuent dans la direction des grandes longueurs d'onde. La séparation des franges étant une fonction de $2t$ peut être choisie à volonté.

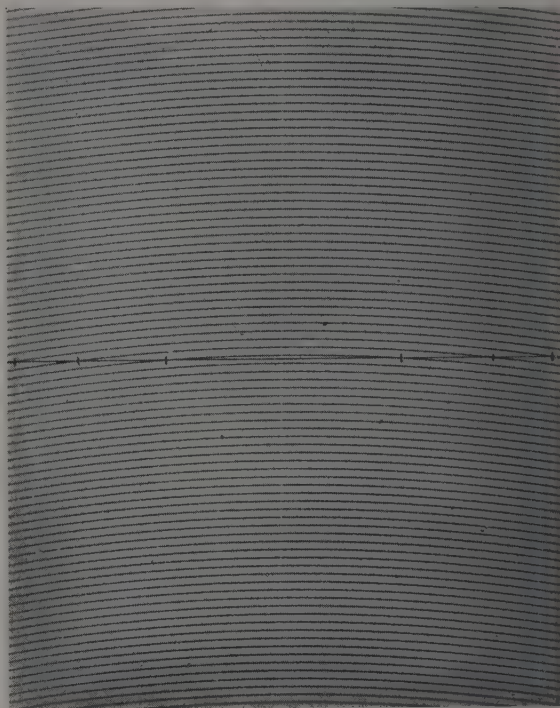


Fig. 1. — Franges Fabry-Perot en lumière blanche photographiées avec un spectrographe stigmatique.

III. **Partie expérimentale.** — Dans l'application des franges en lumière blanche dont il est question ici, le spectrographe auxiliaire est le réseau de 600 traits par millimètre, en montage Paschen-Runge de 9 mètres, décrit antérieu-

rement [3]. Comme l'instrument est astigmatique la méthode de formation des franges est un peu modifiée. On réduit fortement la figure d'interférence sur la fente de telle façon que l'instrument ne transmette qu'une petite partie de la frange centrale qui, par suite de l'astigmatisme du réseau, devient une ligne droite. Pour les mesures, ces franges ont un avantage évident sur les franges courbes obtenues avec un instrument stigmatique, bien que le temps de pose devienne assez long à cause de la réduction de l'ouverture du spectrographe. Au cours de ces mesures, la source de spectre continu était un arc à haute pression de xénon ou de mercure. L'épaisseur d'étalon était 5 mm et les lames d'interférence étaient aluminiées avec une transmission d'environ 10 % par lame. Les franges étaient focalisées sur la fente du spectrographe avec un achromat en verre de 55 cm et la hauteur de fente était réduite à 1,5 mm. La largeur de fente était de 35 microns.

Dans ces conditions, il fallait des poses allant de quelques minutes à huit heures pour enregistrer les franges, suivant la région du spectre, à cause du « blaze » du réseau. Dans l'emploi normal du grand spectrographe, les poses de cette durée sont quelquefois affectées par les variations de la pression atmosphérique, ce qui élargit les raies à cause de la variation de l'indice de réfraction de l'air dans l'intrument. Dans le cas des franges toutefois, on peut éviter cette difficulté en laissant ouverte la boîte de l'interféromètre afin que l'étalon soit exposé aux mêmes variations de pression que l'air de l'intérieur du spectrographe. Dans ces conditions bien que l'épaisseur effective de l'étalon varie avec l'indice de l'air, la variation qui en résulte pour la longueur d'onde représentée par le centre de la figure d'interférence est exactement compensée par la variation de longueur d'onde de la lumière qui traverse le spectrographe. On s'en rend compte peut-être plus facilement en considérant qu'une frange donnée représente $n\lambda =$ constante, où λ est la longueur d'onde mesurée dans l'air d'indice n. Ainsi, la finesse des franges ne dépend que de la résolvance de l'étalon et du spectrographe.

Le spectrographe a un diaphragme mobile qui permet d'enregistrer une étroite bande de la figure d'interférences en lumière blanche dans la partie centrale de la plaque et de l'encadrer avec le spectre à mesurer. Les figures 2 et 3 reproduisent des spectres caractéristiques.

Les franges, étalons et inconnues, ont été photographiées dans le sixième ordre du spectrographe de 9 mètres, où la dispersion inverse est d'environ 0,25 Å/mm.

IV. **Réduction des mesures.** — Comme dans la façon habituelle d'utiliser l'interféromètre Fabry-Perot, les longueurs d'onde sont déterminées en mesurant l'excédent fractionnaire de la raie inconnue par interpolation entre franges voisines, et le nombre entier d'ordres est obtenu en comptant le nombre de franges à partir de l'étalon, ou calculé à partir de l'épaisseur connue de l'étalon quand la longueur d'onde est déjà connue à 0,1 Å près.

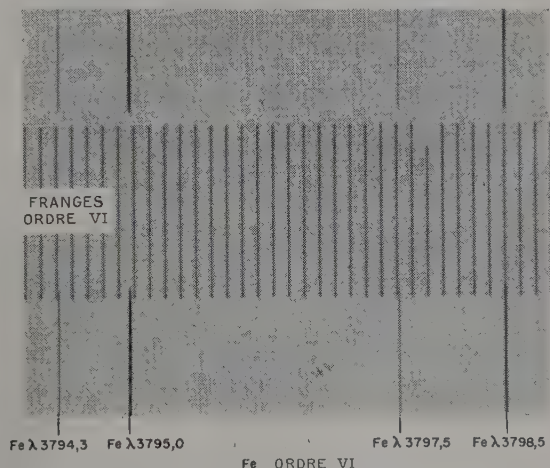


Fig. 2. — Décharge en cathode creusé du fer, plus franges en lumière blanche, photographiées avec le spectrographe Paschen-Rungen de 9 m.

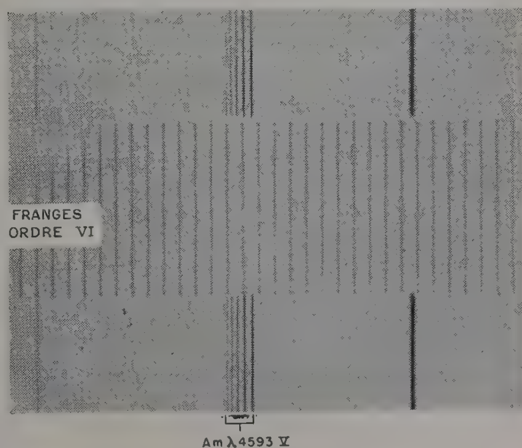


Fig. 3. — Décharge sans électrode de l'américium, plus franges en lumière blanche, photographiées avec le spectrographe Paschen-Runge de 9 m.

L'épaisseur de l'étalon est déterminée d'une façon identique à partir des raies étalons, de ^{198}Hg ordinairement, photographiées sur la même plaque.

On fait les mesures à l'aide du comparateur photoélectrique, déjà décrit par nous [4], qui permet une précision de pointé d'environ 0,2 micron. Une série de mesures typiques et le calcul

TABLEAU 1

MESURE TYPIQUE DE LA RAIE ET DE FRANGES ET CALCUL DE L'EXCÉDENT FRACTIONNAIRE

λ	S (mm)	$3\,\Delta S$	$3\,\Delta S - 3\,\Delta S$
Hg 3 650,1564	133,0924	1,5385	— 0,0001
		1,5390	+ 0,0004
Frange	131,4930	1,5390	+ 0,0004
»	132,0061	1,5384	— 0,0002
»	132,5179	1,5380	— 0,0006
»	133,0310		
»	133,5445		
»	134,0569		
»	134,5700		
»	135,0830		
moyenne	133,2878	1,5386 : 3 = 0,5129	± 0,0003 : 3 = ± 0,0001

$$133{,}2878 + 0{,}5129/2 = 133{,}5442$$

$$\varepsilon = \frac{133{,}5442 - 133{,}0924}{0{,}5129} = 0{,}8809$$

$$p = 27\,342{,}8809$$
$$2t = 9{,}9805792$$

sont donnés dans le tableau 1. Le ΔS moyen (intervalle entre franges qui correspond à ΔD^2 dans le calcul conventionnel) est obtenu en prenant trois différences à la fois. Ceci permet d'éviter l'erreur, indiquée par Tolansky [5], qu'on commet quand on n'utilise que les premier et dernier termes d'une progression arithmétique pour déterminer la moyenne. On mesure quatre franges de chaque côté de la raie et on détermine la position de la frange dont l'ordre d'interférence est immédiatement inférieur à celui de la raie, en utilisant la valeur moyenne du centre des huit franges et le ΔS moyen. Le procédé néglige le fait que la position de la frange n'est pas une fonction linéaire de S, mais la différence est négligeable sur la petite distance mesurée. La précision de pointé du comparateur est démontrée par la constance de ΔS.

On utilise dans les calculs la longueur d'onde de la raie de référence dans l'air normal, ce qui donne les longueurs d'onde des raies inconnues également dans les conditions normales à une petite correction près qui est inférieure à l'erreur de mesure sur le domaine de longueurs d'onde couvert par une plaque. Pour obtenir une précision supérieure, si un intervalle spectral plus grand est couvert avec un étalon unique, il faudrait corriger la longueur d'onde de l'étalon pour les conditions de température et de pression au moment de la pose, calculer les longueurs d'onde inconnues à l'aide de cette longueur d'onde et appliquer aux longueurs d'ondes obtenues une correction pour les ramener aux conditions normales. Cette correction résulte du fait que la position de la frange est une fonction de λ^2, tandis que la position de la raie est une fonction de λ.

Le tableau 2 donne des mesures typiques de raies dans le multiplet $a\,^5F - y\,^5F$ de Fe I. La colonne 3 contient la longueur d'onde d'après la table d'Edlén [6] des valeurs moyennes de termes pour l'arc au fer dans l'air, corrigées pour tenir

TABLEAU 2

COMPARAISON DE NOS MESURES AVEC LES VALEURS CALCULÉES A PARTIR DES VALEURS DE TERMES MOYENS D'EDLÉN POUR DES RAIES DU MULTIPLET $a\,^5F - y\,^5F$ DU FER

TRANSITION ($a\,^5F - y\,^5F$)	MESURÉ	CALC. D'APRÈS EDLÉN	$\Delta\lambda$
5 — 4	3 687,4560	0,4564	— 0,0004
4 — 3	3 709,2456	0,2460	— 0,0004
3 — 2	3 727,6187	0,6186	+ 0,0001
5 — 5	3 734,8631	0,8635	— 0,0004
2 — 1	3 743,3614	0,3615	— 0,0001
4 — 4	3 749,4843	0,4849	— 0,0006
3 — 3	3 758,2320	0,2325	— 0,0005
2 — 2	3 763,7885	0,7885	+ 0,0000
1 — 1	3 767,1918	0,1913	+ 0,0005
1 — 2	3 787,8800	0,8799	+ 0,0001
2 — 3	3 795,0025	0,0019	+ 0,0006
4 — 5	3 798,5115	0,5108	+ 0,0007
3 — 4	3 799,5473	0,5472	+ 0,0001
		moyenne	± 0,0003

TABLEAU 3

DIFFÉRENCES DE NOMBRES D'ONDE DANS LE MULTIPLET $a\,^5F$ — $y\,^5F$ DU FER. MESURE DES AUTEURS.

		$y\,^5F$ 1	$\Delta\sigma$	2	$\Delta\sigma$	3	$\Delta\sigma$	4	$\Delta\sigma$	5
	1	26 537,434	*144,935*	26 392,499						
	2	26 706,368	*144,941*	26 561,427	*218,460*	26 342,967				
$a\,^5F$	3			26 819,155	*218,459*	26 600,696	*289,239*	26 311,457		
	4					26 951,994	*289,239*	26 662,755	*344,124*	26 318,631
	5							27 111,253	*344,120*	26 767,133

compte de l'effet de pression entre l'air et le vide. Ces valeurs corrigées nous ont été fournies par le Pr. H. Crosswhite de Johns Hopkins University. Le tableau 3 montre la cohérence des mesures indiquées par les différences de nombres d'onde dans le multiplet.

V. Calcul direct des longueurs d'onde à partir de la formule du réseau. — Bien que la méthode qui vient d'être décrite soit capable d'une précision élevée dans les meilleures conditions, il y a certaines difficultés provenant en particulier de la nécessité d'avoir des sources de spectre continu suffisamment uniformes et intenses et de séparer les ordres qui se superposent. Ceci nous a conduits à étudier une autre méthode de mesure précise qui devrait aussi permettre la détermination des longueurs d'onde absolues à l'aide d'une seule raie étalon par plaque. C'est le calcul direct des longueurs d'onde à partir de la loi du réseau.

Pour appliquer cette méthode avec succès, il y a trois conditions importantes à remplir ; il faut : un réseau de haute qualité avec une erreur de tracé négligeable, un moyen de faire le calcul automatiquement et rapidement, et un spectrographe réglé de telle sorte que les défauts de courte période de la surface focale soient inférieurs aux erreurs de mesure. Les deux premières conditions sont satisfaites avec les réseaux modernes et les calculateurs électroniques à grande vitesse, et le troisième, en première approximation, avec notre spectrographe de 9 mètres.

On a fait des mesures préliminaires en utilisant la méthode de calcul esquissée dans le tableau 4. R est le rayon de courbure du réseau, d la période du réseau, p l'ordre d'interférence, et α et β sont respectivement les angles d'incidence et de diffraction. R, d et x ont été déterminés par le calcul, en utilisant une série de raies connues mesurées directement sur le cercle ; x est la distance de l'intersection de la normale au réseau avec le plan focal, mesurée le long de la circonférence du cercle. Une table de x en fonction de λ, calculée pour des intervalles de 10 Å en utilisant la formule du réseau et les paramètres déterminés précédemment, donne par interpolation la valeur de x pour n'importe quelle raie étalon. De là, et de la lecture au comparateur de la raie étalon, on tire la valeur de S_0. S_0 est le x correspondant à une lecture au zéro du comparateur. S est la lecture au comparateur de la raie inconnue. $S_0 + S$ est alors x pour la raie inconnue.

Le nombre d'onde dans le vide σ est calculé en même temps à l'aide de la valeur de n, indice de réfraction de l'air, tiré de la formule de dispersion d'Edlén [7].

Quelques données typiques sont indiquées dans le tableau 5. Ce sont des nombres d'onde de composantes de structure hyperfine de raies du neptunium dans deux ordres du grand spectrographe. Les $\Delta\sigma$ montrent que les mesures sont cohérentes dans un ordre donné, mais les nombres d'onde absolus montrent des différences relativement grandes d'un ordre à l'autre. Ces différences proviennent de ce que la surface focale s'écarte localement d'un cercle idéal. L'instrument n'était réglé à l'origine, qu'à $\pm$ 0,5 mm près, ce qui est la plus petite variation de mise au point détectable.

TABLEAU 4

PROCÉDÉ MATHÉMATIQUE POUR LE CALCUL DIRECT DES LONGUEURS D'ONDE ET DES NOMBRES D'ONDE A PARTIR DE LA FORMULE DU RÉSEAU

$$\lambda = \frac{d}{p}(\sin\alpha + \sin\beta), \quad \sigma = 10^8/n\lambda$$

$$\beta = x/R = (S + S_0)/R$$

$$R = 9\,138{,}890 \text{ mm}$$

$$d = 16\,657{,}190 \text{ Å}$$

$$d \sin\alpha = 6\,537{,}660 \text{ Å}$$

$$n = 1{,}000064328 + \frac{2\,949\,810}{14\,600\,000\,000 - (10^{16}/\lambda^2)} + \frac{25\,540}{4\,100\,000\,000 - (10^{16}/\lambda^2)}$$

TABLE 5

Nombres d'onde de structures hyperfines du neptunium, calculées à partir de la formule du réseau.

	Composante de structure hyperfine										
Ordre	1	Δσ	2	Δσ	3	Δσ	4	Δσ	5	Δσ	6
IV	16 458,569	0,408	8,977	0,346	9,323	0,282	9,605	0,222	9,827	0,179	0,006
III	8,563	0,414	8,977	0,340	9,317						0,038
IV	16 325,769	0,372	5,397	0,336	5,061	0,306	4,755	0,264	4,491	0,230	4,261
III	5,759	0,370	5,389	0,336	5,053	0,303	4,750	0,262	4,488	0,228	4,260
IV	16 212,761	0,438	2,323	0,408	1,915	0,374	1,541	0,343	1,198	0,308	0,890
III	2,805	0,437	2,368	0,407	1,961	0,378	1,583	0,340	1,243	0,306	0,937
IV	16 082,663	0,418	3,081	0,349	3,430	0,281	3,711	0,215	3,926	0,153	4,079
III	2,576	0,419	2,995	0,351	3,346	0,278	3,624	0,218	3,842	0,157	3,999

Ces écarts, pour une petite section représentative du cercle, ont été évaluées de deux façons et les résultats sont montrés dans la figure 4. Sur la courbe A on a porté l'écart par rapport au cercle idéal, mesuré suivant le rayon au moyen d'un indicateur à cadran attaché au bras radial, et exprimé

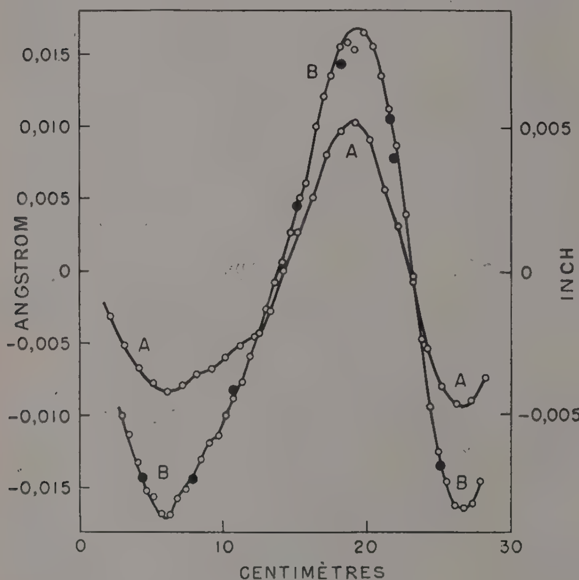


Fig. 4.

en millièmes d'inch (1/40 mm). L'indicateur était en contact avec la plaque photographique fixée sur la surface focale de la façon habituelle. La courbe B représente la même section du cercle, évaluée en photographiant et en mesurant les franges en lumière blanche, et en calculant les longueurs d'onde représentées pour chaque dixième de frange à l'aide de la formule du réseau. Si la surface focale était parfaite, ce calcul devrait donner la même longueur d'onde pour une frange donnée que celle qui est obtenue en comptant les franges à partir de la raie étalon et en utilisant l'épaisseur connue de l'étalon pour déterminer la longueur d'onde correspondante. Les ifférences entre les valeurs obtenues par les deux méthodes sont une mesure de l'écart par rapport au cercle et ce sont ces différences qui sont portées sur la courbe B. Il y a une correction géométrique, due au fait que l'incidence des franges n'est pas normale à la plaque photographique, tandis que les mesures avec l'indicateur à cadran ont été faites suivant le rayon ; on n'a pas appliqué cette correction pour que les courbes puissent être représentées sans superposition. L'accord entre les deux méthodes est frappant.

Les cercles pleins représentent des raies du fer pour lesquelles la différence entre la longueur d'onde calculée et la valeur tirée des termes moyens d'Edlén, corrigée pour l'effet de pression, est portée en fonction de la position sur la plaque. Ces points donnent une indication de la précision qu'on pourrait attendre de cette méthode si la surface focale était réglée correctement, et également une idée de la précision du réglage exigée, puisque un écart par rapport au cercle de 1/40 mm entraîne une correction d'environ 0,003 Å pour la longueur d'onde.

Nous sommes en train de remplacer la surface focale actuelle qui consiste en une mince bande d'acier continue, fixée à intervalles réguliers sur un support, par des montages en alliage d'aluminium rigide, usinés au rayon de courbure correct et de courbure garantie à mieux d'un quarantième de millimètre. Simultanément, on modifie le comparateur pour obtenir la lecture automatique des pointés sous forme de cartes perforées. Avec ces modications, les mesures de longueurs d'onde, à mieux que 0,001 Å devraient devenir du travail de routine.

RÉFÉRENCES

[1] Fabry (Ch.) et Buisson (H.), *J. Physique Rad.*, 1910, **9**, 197.
[2] Meissner (K. W.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1942, **32**, 185.
[3] Tomkins (F. S.) et Fred (M.), *Spectrochim. Acta*, 1954, **6**, 139.
[4] Tomkins (F. S.) et Fred (M.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1951, **41**, 641.
[5] Tolansky (S.), High Resolution Spectroscopy, Methuen & C°, Londres, 1947.
[6] Edlén (B.), *Trans. Int. Astr. Un.*, 1955, **9**.
[7] Edlén (B.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1953, **43**, 339.

SYSTÈMES INTERFÉRENTIELS A MIROIRS EN MOUVEMENT CONTINU ET DÉTECTION PHOTOÉLECTRIQUE

Par G. W. STROKE,
M. I. T., Cambridge, Mass., U. S. A.

Résumé. — Des simplifications et améliorations considérables des mesures interférométriques sur des différences de marche de plusieurs centaines de millimètres ont été récemment obtenues par l'utilisation de récepteurs photoélectriques et systèmes électroniques [1], [3]. La théorie des conditions nécessaires pour assurer un contenu d'information satisfaisant dans le domaine du centième de frange et de la « visibilité » du signal de frange dans les interféromètres à deux faisceaux, à franges d'égale inclinaison, permet d'examiner séparément d'une part *les tolérances sur le parallélisme des miroirs* nécessaires pour maintenir le signal de frange maximum et pour la réduction des erreurs de translation locales apparentes en réduisant au minimum la fraction d'une frange à l'intérieur de l'ouverture des miroirs, et d'autre part *les conditions interférométriques propres* ayant trait à la géométrie de l'interféromètre, à la forme de la raie spectrale source et aux caractéristiques du bruit de fond photoélectrique. L'intégration du flux photoélectrique à l'intérieur du domaine angulaire déterminé par le rayon de la source et la distance focale du collimateur conduit en pratique à une « longueur effective » par frange différant d'une demi-longueur d'onde par des fractions de l'ordre de 10^7. Les courbes théoriques donnant l'amplitude du signal de frange pour des raies simples en forme de Gauss, telle que la raie verte du mercure 198, sont vérifiées d'une manière satisfaisante par des expériences sur des différences de marche de ± 320 mm et permettent d'estimer les limites de visibilité et la précision des mesures sur des machines dans lesquelles les déréglages et leurs variations ont été en grande partie supprimés au moyen de perfectionnements mécaniques et par des corrections mécaniques servo-contrôlées.

Abstract. — Interferometric measurements over the large path distances of several hundreds of millimeters have been recently considerably improved and simplified by the use of photoelectric receptors and electronics [1], [3]. Theoretical investigations of the conditions required to ensure adequate information content in the centifringe range and visibility of the fringe signals in two-beam equal-inclinaison interferometers allow to examine and verify separately 1) *mirror parallelism requirements* needed to maintain maximum fringe signals and to reduce apparent local displacement errors by minimizing the fraction number of equal-thickness fringes within the mirror aperture and 2) *inherent interferometric conditions* having to do with the interferometer geometry the source line shape and photoelectric noise characteristics. Integration of the photoelectric flux within an angular range determined by the source radius and collimator focal length leads in practice to an " effective length " per fringe different from half a wavelength by parts in 10^7. Theoretical fringe signal amplitude curves corresponding to simple single lines of Gaussian shape, such as the green Hg 198 line, are in good accord with experiments performed over path distances of ± 320 mm and serve to estimate range and accuracy in measurements with machines where the causes of improper or variable mirror adjustments have been overcome to a large extent by mechanical perfection and servo-mechanical control.

Le développement récent de l'utilisation des interféromètres photoélectriques avec des miroirs en mouvement continu pour la mesure de distances de plusieurs centaines de millimètres [1] a rendu nécessaire un examen détaillé des causes déterminant l'amplitude du signal de frange (amplitude dont la valeur locale représente la mesure de phase) pour en assurer un contenu d'information satisfaisant et pour étendre la distance de visibilité des franges.

Un tel système photoélectrique avec des franges d'égale inclinaison a été utilisé pour des mesures et le contrôle sur des différences de marche dépassant en total 640 mm, depuis 1949, par le Doyen G. R. Harrison et ses associés au Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Mass. [1], [2], [3]. Depuis, E. R. Peck [4] a publié une série de communications concernant des systèmes interférométriques avec des prismes en toit, et M. Terrien [5] vient de nous parler des travaux récents semblables au Bureau International des Poids et des Mesures à Sèvres.

Il est bien connu que la première condition d'utilisation des franges d'interférence est de les voir, et nous savons que Michelson [6], Lord Rayleigh [7], M. Françon [8] ainsi que B. S. Thornton [9] et C. F. Bruce ont fait des calculs et des expériences sur la visibilité *visuelle* des franges d'interférence. Une situation bien différente se présente, toutefois, lorsque l'interféromètre utilise des détecteurs photoélectriques [3], [11]. En effet, l'œil perçoit la phase des franges par une différentiation du contraste des plages avoisinantes, alors que le tube photoélectrique fournit le signal de frange lui-même, mais cela par intégration du flux total qu'il reçoit, sans différencier parmi la répartition d'inten-

sité à travers l'ouverture des miroirs, d'un côté, et de l'image interférométrique de l'ouverture de source, de l'autre côté. Toute cause de variation de répartition d'intensité à travers ces ouvertures (d'une manière désirée ou non) va donc modifier le signal de frange, l'information de phase correspondante, et les limites de visibilité avec un rapport de signal au bruit de fond donné.

Dans ce qui suit, on trouvera un résumé des calculs [3], [11] déterminant ce flux photoélectrique pour le cas des systèmes interférométriques à deux faisceaux, à franges d'égale inclinaison, utilisant des sources de lumière isotopes réellement existantes, ainsi que le résultat des vérifications expérimentales de ces calculs faites sur la machine à réseaux interférométriques du M. I. T.

On est conduit à examiner à la fois la *valeur locale* du signal de frange (mesure de phase) et son *amplitude absolue* (qui détermine la visibilité des franges). La valeur locale varie fondamentalement d'une manière sinusoïdale avec la différence de marche lorsque l'un des miroirs de l'interféromètre se déplace (ou lorsque les caractéristiques électromagnétiques du milieu varient d'une manière correspondante). Cependant, l'intégration du flux à l'intérieur du domaine angulaire déterminé par l'ouverture de source peut conduire à des erreurs systématiques dans la mesure de distances. De plus, les valeurs locales du signal de frange sont modifiées par la variabilité locale du parallélisme des miroirs.

En ce qui concerne la visibilité du signal de frange, on trouve expérimentalement que l'amplitude du signal diminue lorsque la différence de marche (et la séparation des miroirs) augmente, et cela même dans un interféromètre bien ajusté. Calculs et expériences montrent que cette diminution d'amplitude est due à deux grands groupes de causes. D'un côté à un ajustage imparfait ou variable des miroirs, et, de l'autre côté, à des causes interférométriques inhérentes (géométrie de l'interféromètre, forme de la raie spectrale source, et caractéristiques de bruit de fond du système détecteur).

En fin de cette introduction, notons que la réussite des mesures de distances de plusieurs centaines de millimètres à mieux d'un centième de frange est le résultat de perfectionnements simultanés mécaniques, interférométriques et électroniques. L'expérience sur la machine à réseaux du M. I. T. a démontré [3] qu'il est possible de surmonter, en pratique, les causes mécaniques d'ajustage imparfait ou variable des miroirs, ainsi que les problèmes électroniques, de façon à ce que les effets interférométriques deviennent prédominants. L'élimination des causes d'erreurs mécaniques sur la machine à réseaux est due en partie seulement à des perfectionnements mécaniques mêmes, la grande partie du succès étant due à un asservissement du chariot de mesure en rotation aussi bien qu'en translation par des systèmes asservis utilisant des détecteurs interférométriques photoélectriques.

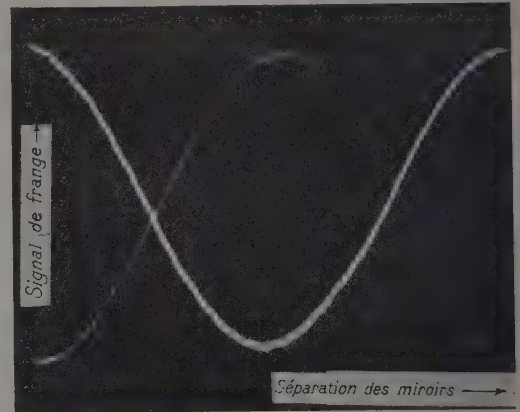


Fig. 1.

La figure 1 montre le signal de frange obtenu à une différence de marche de 200 mm et la valeur élevée du rapport du signal au bruit de fond dans de bonnes conditions sur cette machine. Une des premières courbes de visibilité expérimentale obtenue avec un interféromètre bien ajusté est montrée dans la figure 2. C'étaient les minima

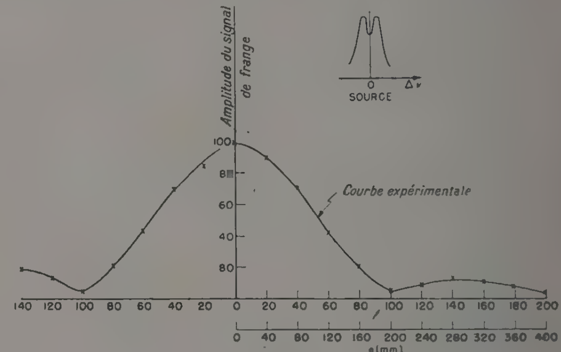


Fig. 2.

inattendus à ± 100 mm, ainsi que les maxima secondaires à ± 140 mm de séparation des miroirs qui nous ont conduit à examiner les causes déterminant la visibilité des franges photoélectriques. La cause de ces minima a été trouvée dans un renversement de la source (*fig.* 3). L'interférogramme Fabry-Perot (*fig.* 3) montre la raie verte, d'une source à mercure Hg 198, bien renversée à une température d'équilibre de gaz de 313 °K environ. Un refroidissement [12], [13] adéquat de la source peut améliorer considérablement l'amplitude de modulation du signal de frange, et la visibilité, en supprimant la self-absorption observée ici. En pra-

tique, un refroidissement à air ou à eau courante a permis d'étendre les mesures, avec un rapport de signal au bruit de fond dépassant toujours 30 : 1, à des différences de marche de $\pm$ 320 mm avec cette raie verte du Hg 198, les limites étant mécaniques dans le déplacement du chariot utilisé.

Nous passons maintenant au résumé des théories concernant l'information interférométrique [11].

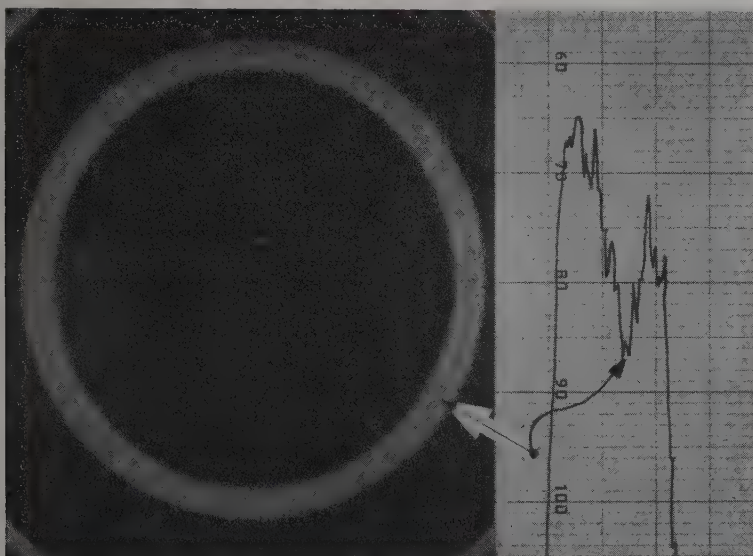


Fig. 3.

Les expressions pour le *flux* tombant sur le tube photoélectrique dans un interféromètre parfaitement ajusté seront présentées d'une part, et les effets d'ajustage des miroirs seront examinés d'autre part. Trois cas seront examinés :

1. Le cas d'une source parfaitement monochromatique (qui n'a pas de réalité physique, mais sert à mettre en évidence les effets géométriques dans l'interféromètre).

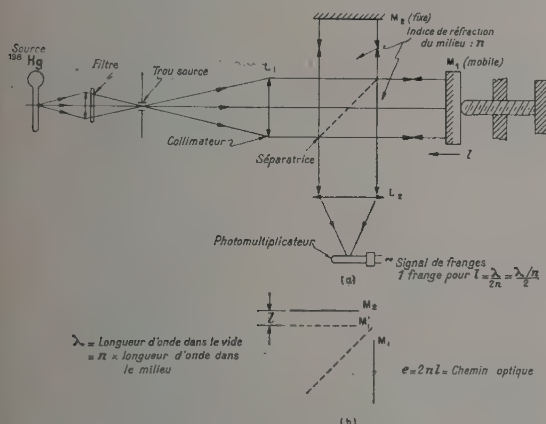


Fig. 4.

2. Le problème du parallélisme des miroirs.

3. L'information de longueur et la visibilité des franges avec une source élargie en forme de Gauss (ou Doppler).

La figure 4 montre schématiquement un interféromètre à deux faisceaux avec miroir mouvant, détecteur photoélectrique et les autres éléments bien connus. Le système de franges d'égale inclinaison est formé dans le plan focal de la lentille L_2 et l'ouverture de la source limite effectivement le flux à une partie centrale de ce système d'anneaux. (Les diamètres caractéristiques de ces anneaux varient, bien entendu, avec la différence de marche.) La figure 5 définit la notation utilisée.

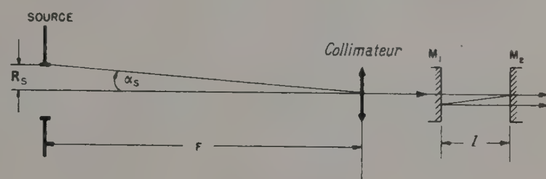


Fig. 5.

Cas d'une source parfaitement monochromatique. — La distribution d'intensité dans le système d'anneaux monochromatiques est donnée par

$$I = 2a^2(1 + \cos \Phi) \qquad (1)$$

ou encore

$$I = 4a^2 \cos^2(\Phi/2) \qquad (2)$$

ou a est l'amplitude de la vibration monochromatique dans chacun des faisceaux et

$$\Phi = (2\pi e/\lambda) \cos \alpha \qquad (3)$$

α étant montré dans la figure 5. λ est la longueur d'onde dans le vide et

$$e = 2ln$$

est la différence de marche optique entre M_1 et M_2, dans un milieu d'indice n. Le flux total tombant sur le tube photoélectrique est donné par intégration dans le domaine à l'intérieur de l'ouverture de source

$$F_{\text{MON}} = 2 \int_{R=0}^{R_s} I.2\pi R \, \mathrm{d}R$$

ou encore

$$F_{\text{MON}} = 16 \, \pi a^2 \int_{R=0}^{R_s} \cos^2(\Phi/2) \, R \, \mathrm{d}R. \qquad (4)$$

Le résultat de l'intégration est donné dans l'expression suivante

$$F_{\text{MON}} = 4\pi \, a^2 \, R_s \Big[1 + \frac{\sin \, [(\pi \, ln/\lambda) \, \alpha_s^2]}{[(\pi \, ln/\lambda) \, \alpha_s^2]} \cos \frac{2\pi \, ln(1 - \alpha_s^2/4)}{\lambda/2} \Big] \qquad (5)$$

dans laquelle a, R_s, λ et α_s sont des constantes déterminées par la géométrie de l'interféromètre et l'ouverture de la source [11]. Nous trouvons deux facteurs importants dans le deuxième terme : le facteur cosinus, qui est le signal de frange, et le facteur $(\sin x)/x$. Avec une valeur $\alpha_s \simeq 6/10^4$ et $\lambda = 5\,461$ Å, le premier zéro de ce facteur $(\sin x)/x$ se trouve à une distance $l = 1\,500$ mm environ : ce facteur peut donc être pris comme unité pour des différences de marche de $\pm$ 500 mm. Le signal de frange observé sur l'oscilloscope mesurant le courant dans le tube photomultiplicateur est contenu dans le facteur

$$\cos \frac{2\pi \, l(1 - \alpha_s^2/4)}{(\lambda/n)/2}.$$

Celui-ci montre que la *longueur effective par frange* (déplacement du miroir par cycle du signal de frange) est égale à

$$(\lambda/n)/2 \; (1 - \alpha_s^2/4),$$

différente de $\lambda/2n$. (La raison physique de cette correction est due au fait que les surfaces d'onde provenant de la source traversent les miroirs non seulement normalement, pour un déplacement normal, mais ausssi à l'intérieur d'un domaine angulaire déterminé par l'ouverture de source.) La correction $(1 - \alpha_s^2/4)$ peut être calculée avec toute précision voulue : elle n'est pas négligeable. Pour un diamètre de source de 1,8 mm, et $f = 1\,500$ mm, on trouve $\alpha_s^2/4 = 1/10^7$. Pour une mesure de distance $l = 136$ mm (environ 5×10^5 franges de $\lambda = 5\,461$ A), la correction est égale à 5/100 frange.

Nous passons maintenant à la question du

Parallélisme des miroirs et les effets des variations locales du parallélisme le long du trajet des miroirs. — Pour opérer avec des franges d'égale inclinaison, il faut que les miroirs soient et restent parallèles avec des tolérances à déterminer. Pour analyser cette situation, il est avantageux de considérer le cas d'un système de deux miroirs formant un coin très peu ouvert, dont le système à miroirs parallèles forme le cas limite. On examine alors la modulation du flux photoélectrique produit par un système de franges d'égale épaisseur de phase $\Phi = 2\pi\Delta/\lambda$ à l'intérieur d'une ouverture de miroir 2δ, cette modulation correspondant au déplacement (parallèle à lui-même) de l'un des miroirs de un quart de frange. Pour simplifier, nous examinons le cas d'un miroir carré et négligeons l'effet de la correction angulaire.

On a

$$\frac{\text{Flux à } \Phi = 0}{\text{Flux à } \Phi = \pi/2} = \frac{\int_{-\delta}^{+\delta} (1 + \cos \Phi) \, \mathrm{d}\Phi}{\int_{\pi-\delta}^{\pi+\delta} (1 + \cos \Phi) \, \mathrm{d}\Phi} = 1 + \frac{\sin \delta}{\delta}.$$

La modulation du signal de frange correspondant est $M = (\sin \delta)/\delta$. La figure 6 montre la valeur de

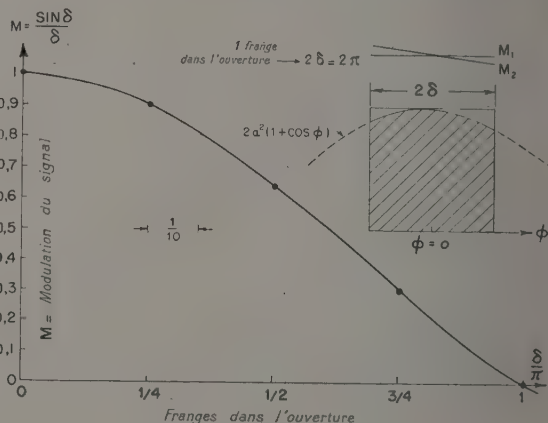


Fig. 6.

cette modulation M en fonction du nombre de franges à l'intérieur de l'ouverture du miroir. Lorsque les miroirs sont parfaitement parallèles, $\delta \to 0$ et la modulation est maximum. Elle décroît lorsque le nombre de franges à l'intérieur de l'ouverture du miroir augmente, la valeur tombant à zéro pour une frange entière à l'intérieur de cette ouverture (puis se renverse).

Ce qui est remarquable dans cet examen est que la modulation est exprimée en fonction du *nombre* de franges d'égale inclinaison dans l'ouverture du miroir, alors que les tolérances angulaires du paral-

lélisme sont exprimées par le *rapport* de ce nombre à la largeur du miroir. La conclusion à tirer (et confirmée en pratique) est qu'il est avantageux de réduire les dimensions des miroirs, tant que les autres conditions photoélectriques et interférométriques le permettent, ou bien d'utiliser des miroirs en toît (lorsque le coût est justifié, et lorsque l'on peut ignorer les effets des rotations). (Notons, à ce sujet, que d'une façon générale on *veut* connaître l'existence de ces rotations, soit pour les corriger par des systèmes asservis, soit pour éviter les erreurs systématiques dans les composantes de translation).

Ceci nous conduit à une autre conséquence importante de cette étude. Elle se rapporte à la *variation* du parallélisme le long du trajet des miroirs qui a pour effet de varier la modulation locale, le tube photoélectrique interprétant de telles variations comme des variations de phase.

TABLEAU 1

EFFET D'UNE *variation* EN ROTATION DE ± 1/10 FRANGE SUR L'OUVERTURE DU MIROIR POUR DIVERSES VALEURS DU NOMBRE DE FRANGES COUVRANT L'OUVERTURE (VARIATION MOYENNE DE PHASE EN TRANSLATIONS = ± 0,05 FRANGE).

FRANGES DANS L'OUVERTURE	$\partial M / M$	DÉPHASAGE ÉQUIVALENT EN FRANGES
$\frac{1}{2}$	— 19 %	— 0,2 = — 20 cf
	+ 14 %	+ 0,14 = + 14 cf
$\frac{1}{4}$	— 10 %	— 0,1 = — 10 cf
	+ 7,7 %	+ 0,07 = + 7 cf
$\frac{1}{10}$	— 6 %	— 6 cf
	+ 0,5 %	+ 0,5 cf

Le tableau 1 montre l'effet d'une variation de 1/10 de frange additionnel à travers l'ouverture du miroir pour un parallélisme local initial à 1/2 à 1/4 et à 1/10 de frange respectivement. L'erreur de phase appréciable est montrée dans la colonne de droite : elle dépasse la valeur moyenne de la composante de translation de 5/100 de frange due à la rotation de 1/10 de frange.

Nous revenons maintenant à l'examen du flux photoélectrique pour des interféromètres parfaitement ajustés.

Le flux photoélectrique dans le cas d'une source élargie en forme de Gauss (ou Doppler). — C'est le cas de la raie verte du mercure Hg 198 par exemple. (Il n'y a, bien entendu, pas d'énergie émise dans une raie infiniment étroite, telle que celle examinée dans le cas monochromatique parfait.) La distribution d'intensité dans une source en forme de Gauss est

$$I_r = I_0 \, e^{-(\Delta \nu)^2/\sigma^2}$$

correspondant à un élargissement Doppler

$$I_\nu = I_0 \exp \left\{ -(mc^2/2kT) \, [(\nu - \nu_0)/\nu_0]^2 \right\}$$

où :

$m = M_{\mathrm{H}}$;
M = poids atomique du gaz ;
M_{H} = masse de l'atome de l'hydrogène $1\,668 \times 10^{-24}$ gm ;
$k = 1\,380 \times 10^{-16}$ erg deg^{-1} K ;
$c \approx 2\,998 \times 10^{10}$ cm sec^{-1} ;
T = Température absolue

et où ν et ν_0 sont en unités (cm^{-1}).

Le flux correspondant tombant sur le tube photomultiplicateur est (pour cet interféromètre à frange d'égale inclinaison) :

$$F_{\mathrm{G}} = 4\pi R_s^2 \, a^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ 1 + \frac{\sin [(\pi \, ln/\lambda) \, \alpha_s^2]}{[(\pi \, ln/\lambda) \, \alpha_s^2]} \cos [(2\pi \, e/\lambda) \, (1 - \alpha^2/4)] \right\} e^{-(\Delta r)^2/\sigma^2} \, dr$$

ou encore, approximativement,

$$F_{\mathrm{G}} = 4\pi R_2 \, I_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \left[1 + \frac{\sin (\pi \, l \, \alpha_s^2 \, n) \, \nu}{(\pi \, l \, \alpha_s^2 \, n) \, \nu} \cos (2\pi \, en) \right] e^{-(\Delta\nu)^2/\sigma_s} \, d\nu. \quad (6)$$

L'intégration conduit à l'expression suivante pour la modulation de flux F_{G} dans un interféromètre utilisant une source en forme de Gauss :

$$F_{\mathrm{G}} = 4\pi^{3/2} \, R_s^2 \, a^2 \, \sigma \left\{ 1 + e^{-4\pi^2 l^2 \sigma^2 n^2} \frac{\sin (\pi \, l \, \alpha_s^2 \, n/\lambda)}{(\pi \, l \, \alpha_s^2 \, n/\lambda)} \cos \left[\frac{2\pi \, l(1 - \alpha_s^2/4)}{(\lambda/n)/2} \right] \right\}. \quad (7)$$

Cette équation se réduit à la forme de l'éq. (5) pour des petites valeurs de l où l'effet de largeur de source est petit. Le signal de frange est donné par le deuxième terme, contenant les mêmes facteurs cosinus et $(\sin x)/x$ que précédemment, et un nouveau facteur exponentiel exp $[-4\pi^2 l^2 \sigma^2 n^2]$. C'est celui-ci, contenant comme paramètres la séparation des miroirs l, ainsi que la largeur de source σ qui est responsable pour le décroissement de l'amplitude du signal de frange avec la séparation des miroirs (c'est-à-dire la différence de marche). Un examen détaillé montre que c'est aussi l'effet principal de cette forme de source, les autres étant un décroissement du rapport de signal au bruit de fond avec la différence de marche, ainsi qu'une très petite erreur de phase à de grandes différences de marche.

Vérifications expérimentales des théories. — La machine à réseaux au M. I. T. permet de faire des mesures de visibilité semi-automatiquement et très rapidement, une courbe de visibilité sur une différence de marche de 600 mm étant obtenue en moins d'une heure de temps. La source utilisée dans

tous les cas à examiner est une lampe à mercure Hg 198 Meggers [14].

La figure 7 montre le résultat d'un grand nombre

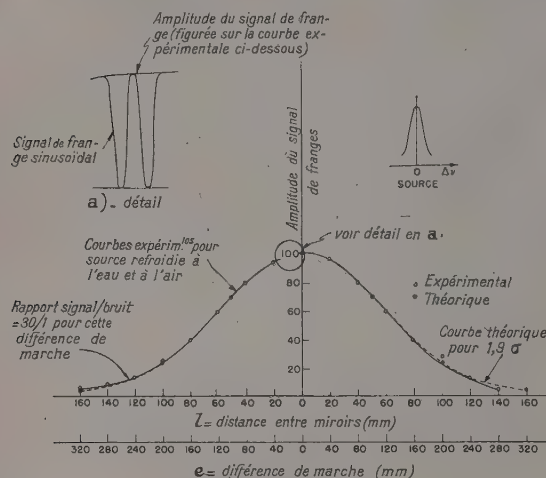


FIG. 7.

de mesures faites pour vérifier les prédictions de l'équation (7), la source étant refroidie soit par eau, soit par air. Les ordonnées représentent l'amplitude du signal de frange telle qu'elle apparaît sur l'oscilloscope, et l'abscisse les différences de marche, et aussi les séparations des miroirs. La courbe théorique a été calculée au moyen de l'équation (7). L'accord est très bon, et correspond à une largeur de source effective de 1.9 unités Doppler (où l'on a admis comme unité Doppler celle correspondant à une température d'équilibre du gaz de 293 °K à laquelle se trouvait la paroi du tube : ceci correspond avec la raie verte 5 461 Å à une largeur totale à mi-intensité de 6 milliangstromes environ). On peut donc conclure que la forme effective de la source est bien en fonction de Gauss telle que nous l'avons admis pour les calculs de la courbe théorique. Le fait que la source a une largeur effective de 1.9 unités Doppler, un peu plus large que la valeur correspondant à une température d'équilibre du gaz, a été expliqué en partie par F. Bitter [15]. D'après lui, la distribution des états des atomes du mercure n'est pas régie par la température d'équilibre du gaz T (utilisée dans la formule Doppler) mais plutôt par une température de radiation T_r qui se trouve quelque part entre la température T et la température du gaz électronique bien plus élevée (quelques milliers de degrés Kelvin). F. Bitter donne aussi une courbe calculée d'après Burger et Van Cittert [16], avec les valeurs du rapport de largeur effective à la largeur Doppler, en fonction du rapport du diamètre du tube à la « profondeur de pénétration du centre de la raie ». Pour une valeur de ce dernier rapport égale à 10, on trouve un rapport de la largeur effective à la largeur Doppler égal à 2 environ, comme valeur probable pour des tubes du genre utilisé dans les expériences précédentes.

Conclusions et applications. — Les calculs, théories et vérifications présentées forment une base pour l'évaluation de l'information du signal de frange et des limites de visibilité pour des systèmes interférométriques dans lesquels les difficultés mécaniques et électroniques ont été surmontées, et où l'on a évité les erreurs systématiques dans l'*interprétation du signal de frange.*

La machine à réseaux du M. I. T. forme un exemple typique de ce cas.

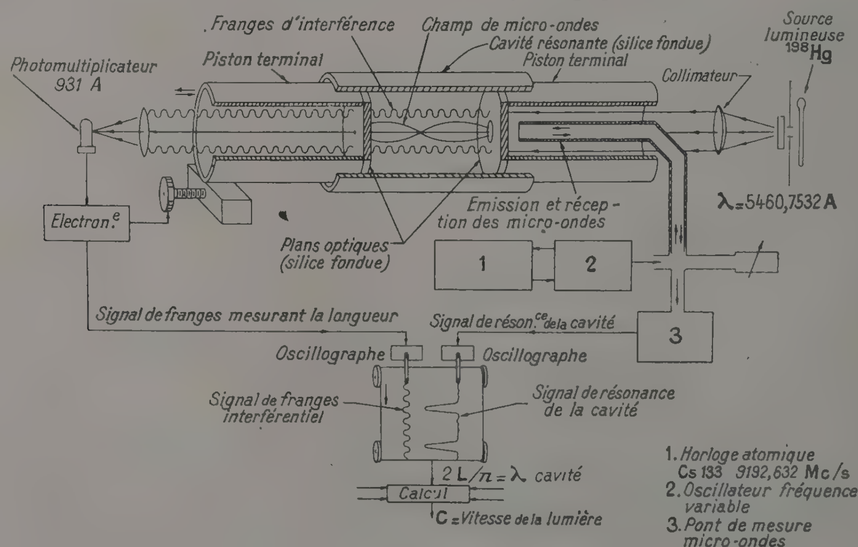


FIG. 8.

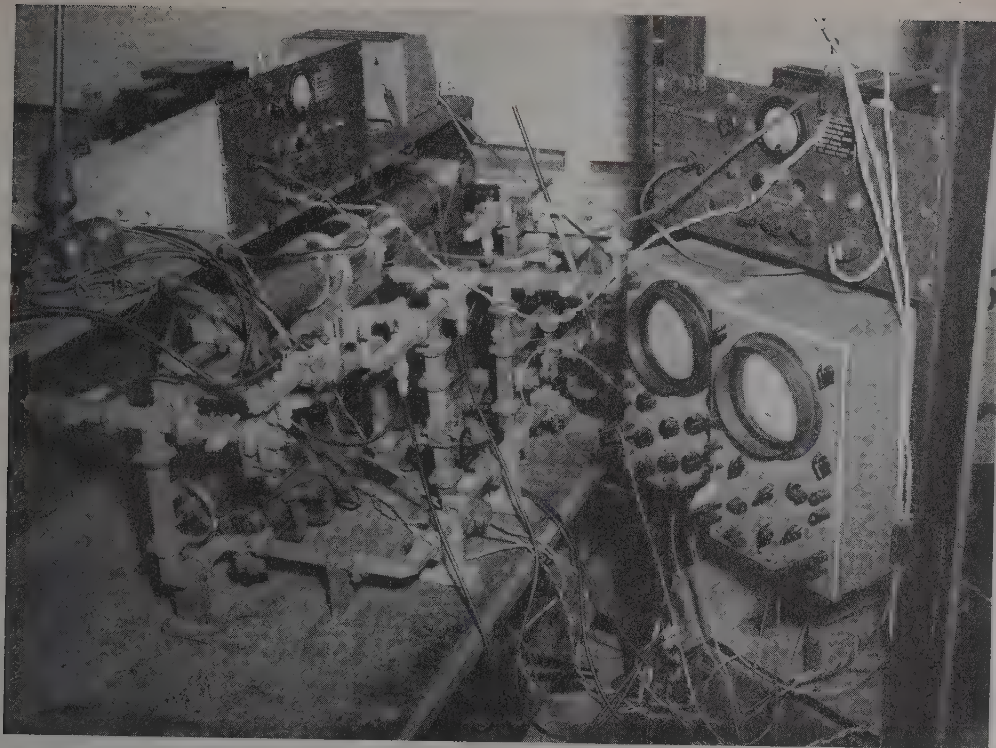


FIG. 9.

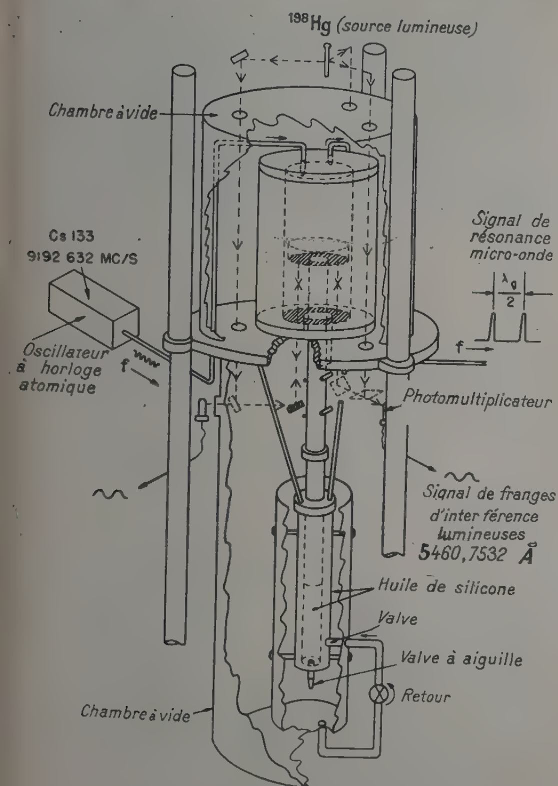


FIG. 10.

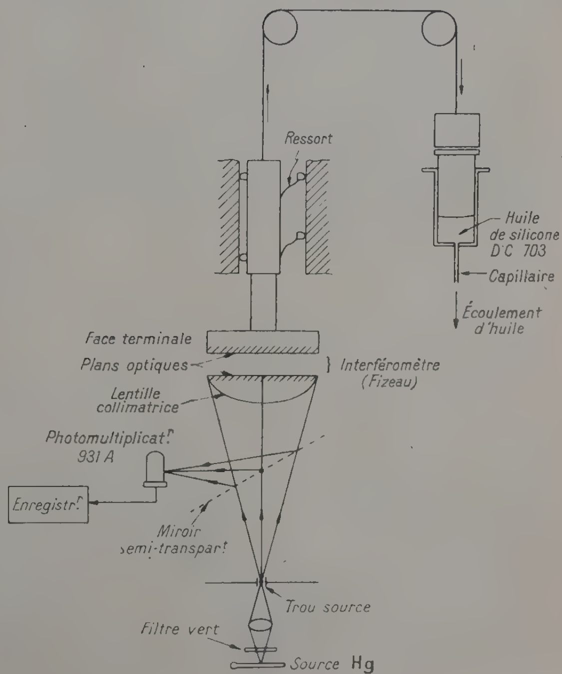


FIG. 11.

Une autre application de mesures interférométriques de ce genre se trouve dans l'appareil à mesurer la vitesse de la lumière en train d'être construit au M. I. T. [19]. Le principe de cette méthode est montré dans la figure 8. La méthode est de la forme $c = f\lambda$, où f est une fréquence micro-onde, dont la longueur d'onde dans le vide λ sera exprimée en franges d'interférences optiques. La méthode s'inspire en partie des méthodes de résonance dans une cavité micro-onde de Hansen et Bol [17], et d'Essen [18], avec trois grandes différences. 1) Les unités de fréquence et de longueur seront instrumentalement liées à des sources atomiques. 2) La longueur d'onde de cavité sera mesurée en franges d'interférence au moyen d'un système d'interféromètres Fabry-Perot (et cela probablement avec diminution de largeur de source effective par filtrage à faisceau atomique). 3) La précision à atteindre est de l'ordre de 10^{-8}, le système opérant automatiquement et d'une façon répétitive, ne dépendant pas de l'habileté des expérimentateurs, et se prêtant à un examen du problème des variations séculaires de la vitesse de la lumière. (La conversion de la longueur d'onde de cavité en longueur d'onde dans le vide en présence des perturbations géométriques et électromagnétiques, telles que conductivité, dans la cavité, est l'un des groupes de problèmes à résoudre [20]). La figure 9 montre une vue générale du système préliminaire construit pour examiner les ordres de grandeur des difficultés. On y voit une cavité en pyrex argenté, deux pistons en laiton (polis optiquement et argentés) et l'équipement micro-onde. Après le succès obtenu sur la machine à réseaux (qui devait servir pour cette mesure), il a été décidé de construire un appareillage *ad hoc*. La figure 10 en montre le principe général. On y voit une cavité verticale, avec entrée et sortie des radiations micro-ondes dans la partie supérieure, trois interféromètres Fabry-Perot pour obtenir une translation pure par asservissement de deux interféromètres au troisième, le déplacement du piston étant simplement hydraulique, sans vis, le piston étant guidé par deux groupes de trois cylindres en laiton tangentiels. La figure 11 montre un schéma du système expérimental construit pour examiner interférométriquement des déplacements microfins avec système hydraulique [20], utilisant des paliers en laiton sur verre. La figure 12 montre des courbes expérimentales obtenues avec le système précédent, la vitesse d'avancement étant simplement réglée par le diamètre de l'aiguille de seringue (le bruit de fond provenant de la source à mercure ordinaire, non filtrée électriquement). Finalement, la figure 13 montre la cavité en quartz fondu en état de doucissage sur l'appareillage construit pour ce but au Laboratoire d'Optique de l'Université de Boston. Le cylindre intérieur (diamètre 15 cm environ) sera fini à une précision de une frange optique.

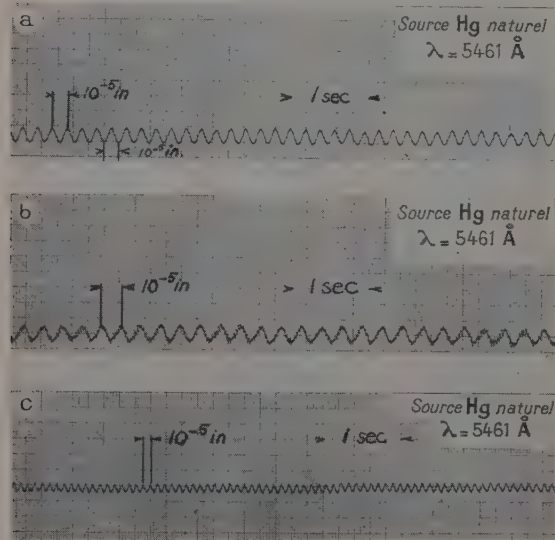


FIG. 12.

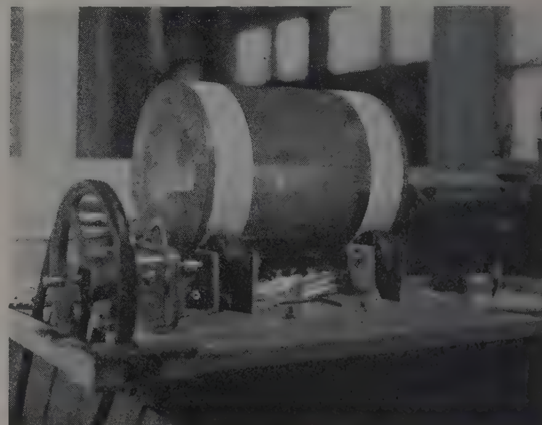


FIG. 13.

BIBLIOGRAPHIE

[1] HARRISON (G. R.) et STROKE (G. W.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1955, **45**, 112.
[2] HARRISON (G. R.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1949, **39**, 419.
[3] HARRISON (G. R.), STURGIS (N.), BAKER (S. C.) et STROKE (G. W.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1957, **47**, 115.
[4] PECK (E. R.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1955, **45**, 931.
[5] TERRIEN, *J. Physique Rad.*, 1958, **19**, 390.
[6] MICHELSON (A. A.), « Studies in Optics », University of Chicago Press, 1927, p. 34.

[7] Lord Rayleigh et Strutt (J. W.), *Phil. Mag.*, 1915, **29**, 274.
[8] Francon (M.), *Rev. Optique*, 1947, **26**, 434.
[9] Thornton (B. S.), *Australian J. Phys.*, 1955, **8**, n° 2, 241.
[10] Bruce (C. F.), *Australian J. Phys.*, 1955, **8**, n° 2, 224.
[11] Stroke (G. W.), *Bull. Res. Council Israel*, 1957, vol. **5 C**, n° 4, 339.
[12] Baird (K. M.) et Hart (K. H.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1956, **46**, 304.
[13] Barrell (H.), *Proc. Roy. Soc.*, London, 1951, A **209**, 132.
[14] Meggers (W. F.) et Westfall (F. O.), *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, 1950, **44**, 447.
[15] Bitter (F.) et Waymouth (J. W.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1956, **46**, 882.
[16] Burger (H. C.) et Van Cittert (P. H.), *Z. Physik*, 1928, **51**, 638.
[17] Kees Bol, *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 298.
[18] Essen (L.), *Proc. Roy. Soc.*, 1950, A **204**, 260.
[19] Zacharias (J. R.), Harrison (G. R.), Stroke (G. W.), Mason (S. J.) et Searle (C. L.), *Research. Lab. Electronics*, M. I. T., Quart. Rep., Jan. 15, 1956, 68.
[20] Stroke (G. W.), *Research. Lab. Electronics*, M. I. T., Quart. Rep., Oct. 15, 1956, 46.

DISCUSSION

P. Connes. — Pouvez-vous nous donner quelques renseignements sur la servo-correction de la rotation de la platine porte-réseau ?

G. Stroke. — L'information nécessaire est reçue au moyen de 2 miroirs, chacun faisant partie d'un interféromètre de Michelson, dont les signaux sont envoyés à un servomécanisme qui commande des rotations de la platine inférieures avec une précision de l'ordre de 1/500 de seconde.

J. G. Hirschberg. — On pourrait utiliser un étalon de Fabry-Perot comme filtre pour améliorer la finesse de la raie utilisée pour contrôler la machine à tracer les réseaux. Le gain pourrait être voisin de la finesse du Fabry-Perot.

G. Stroke. — Cela est possible ; on pourrait également employer un filtrage par jet atomique.

MESURES INTERFÉROMÉTRIQUES DE LONGUEUR D'ONDE POUR DES RAIES D'ÉMISSION INFRA-ROUGES DANS LA RÉGION DE 1 A 2 MICRONS [1]

Par CURTIS J. HUMPHREYS et EDWARD PAUL, JR.,
U. S. Naval Ordnance Laboratory, Corona, California.

Sommaire. — On a développé une méthode pour la détermination précise des raies d'émission dans la région de 1 à 2 μ, par comparaison interférométrique avec les longueurs d'onde étalons adoptées internationalement. La caractéristique essentielle de la méthode consiste à balayer la figure d'interférence par rotation uniforme d'un interféromètre de Fabry-Perot, de sorte que la section diamétrale du système de franges se déplace le long de la fente d'un spectromètre infrarouge à haute résolution. Les résultats sont obtenus sous formes d'enregistrements des positions des franges. On utilise pour la réduction la machine à calculer numérique du laboratoire. Des couches réflectrices d'aluminium ont donné satisfaction. Des séparations de l'interféromètre allant jusqu'à 17 mm ont été utilisées, et nous utilisons maintenant en outre des cales de 20, 25 et 30 mm. Les longueurs d'ondes étudiées se répartissent comme suit : argon, 19 raies ; potassium, 15 raies ; mercure naturel, 10 raies ; mercure 198, 8 raies ; cadmium, 4 raies ; et hélium, 1 raie : la raie 20 581 Å. La précision absolue atteinte maintenant est du dix-millionième dans les cas favorables.

Abstract. — A method has been developed for precise evaluation of spectral emission lines in the 1 to 2 micron region by interferometric intercomparison with selected internationally adopted wavelength standards. The essential feature of the method is provision for scanning the interference pattern by uniform rotation of a Fabry-Perot interferometer so that a diametral section of the system of circular fringes moves across the slit of a high-resolution infrared spectrometer. Data are obtained in the form of chart records of the fringe positions. The digital computer facilities of the laboratory are utilized for reduction. Aluminium coatings have proved satisfactory. Interferometer separations ranging up to 17 mm have been used in reported work, and in addition 20, 25 and 30 mm separators are now in use. Wavelengths have been reported as follows : argon, 19 lines ; krypton, 15 lines ; naturel mercury, 10 lines ; mercury 198, 8 lines ; cadmium, 4 lines ; and helium, 1 line, namely, λ 20 581 Å. The absolute accuracy now being achieved is 1 part in 10,000,000 in favorable cases.

En élaborant les méthodes de comparaison interférométrique des longueurs d'onde des raies d'émission atomiques dans l'infra-rouge qui vont être décrites, on a poursuivi deux buts essentiels : tout d'abord, travailler à étendre le système des longueurs d'onde étalons à la région qui va de la limite des plaques photographiques jusqu'à la limite permise par la réponse des détecteurs photoconducteurs et par la possibilité d'avoir des raies d'émission appropriées ; ensuite, améliorer les valeurs des niveaux d'énergie associés aux spectres des gaz rares de l'atmosphère, continuant par là un programme de travail entrepris par l'un des auteurs depuis plusieurs années.

La méthode était tout naturellement suggérée par la technique photographique, d'usage courant, dont l'origine remonte aux travaux de Fabry et de ses collaborateurs il y a plus d'un demi-siècle. La comparaison photographique des longueurs d'onde est faite par photographie simultanée des figures d'interférence des raies obtenues à la sortie d'un interféromètre de Fabry-Perot associé à un spectrographe convenable, puis par mesure ultérieure et réduction des figures, ce qui implique une mesure précise du retard de phase. Il était évident qu'on pouvait atteindre les mêmes buts en faisant une exploration radiométrique des figures d'interférence, les conditions expérimentales étant les mêmes, en balayant alternativement les figures des raies étalons et des raies à étudier, selon un programme pré-établi. La méthode choisie pour le mode de balayage est de faire tourner l'interféromètre, la figure d'interférence projetée se déplaçant le long de la fente d'entrée du spectromètre ; la fente est limitée en hauteur par un diaphragme, autant que le permet la limitation de l'énergie. Nous devons également mentionner que des expériences avec interféromètre tournant ont été réalisées et rapportées par Jaffé [1] bien que nous ne connaissions pas les détails de la technique employée.

Ce travail a fait l'objet de quatre communications orales : Programs of the Optical Society of America, C. J. Humphreys and E. Paul, Jr., Pittsburg Meeting, octobre 1955 [2] ; Lake Placid Meeting, octobre 1956 [3] ; Symposium on Molecular Structure and Spectroscopy, Ohio State University, Columbus, Ohio, 1956 [4] et il a été résumé dans un programme patronné par l' « Office of Naval Research » il y a six mois. Ce travail a

(1) Travail subventionné par le Bureau of Ordnance of the U. S. Navy Department.

aussi été décrit dans les rapports courants de notre laboratoire [6]. La publication d'articles détaillés dans des revues a été remise à plus tard en attendant d'améliorer la précision absolue des résultats.

L'interféromètre est placé devant la fente d'un spectrographe à réseau infra-rouge. L'appareil est utilisé comme monochromateur pour isoler la raie à étudier. Il est réglé sur la longueur d'onde

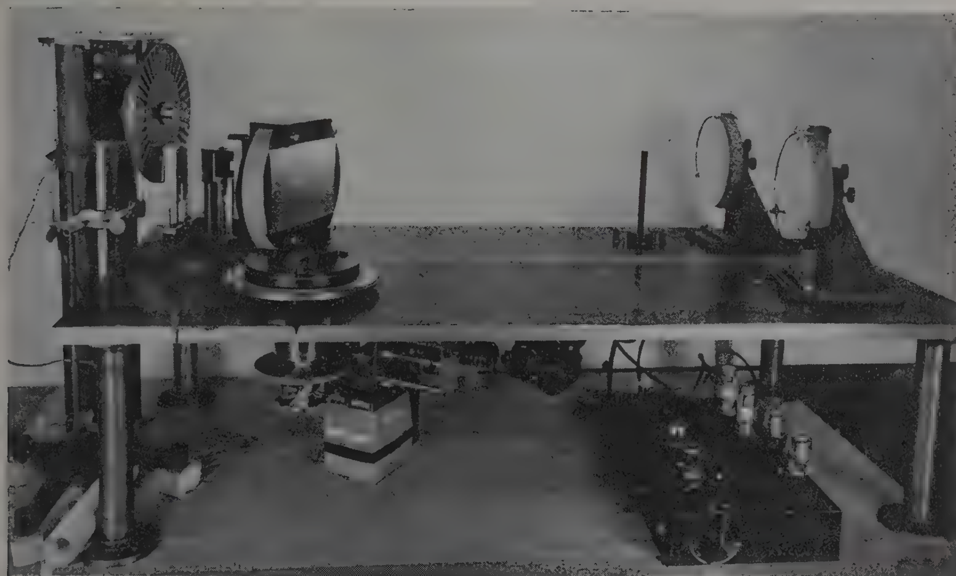


Fig. 1. — Spectromètre infra-rouge à réseau.

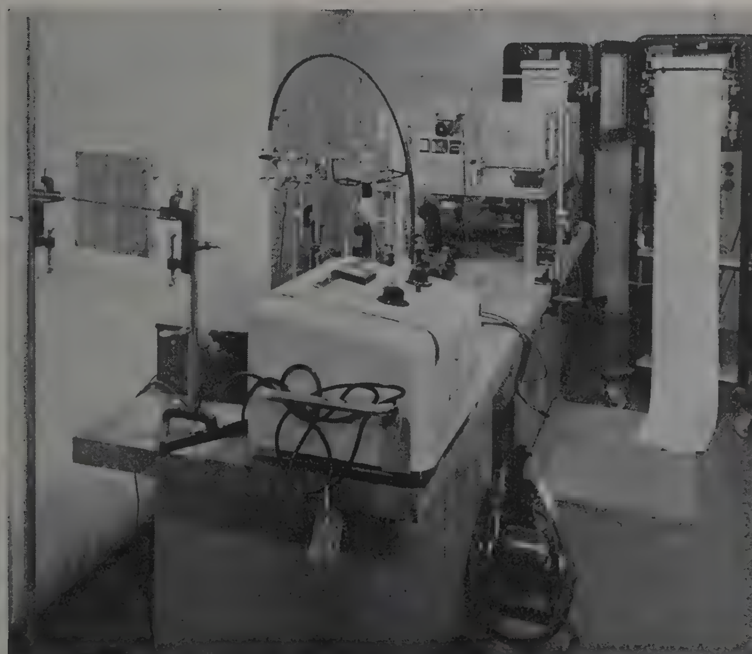


Fig. 2. — Vue générale de l'équipement pour les observations interférométriques dans l'infra-rouge.

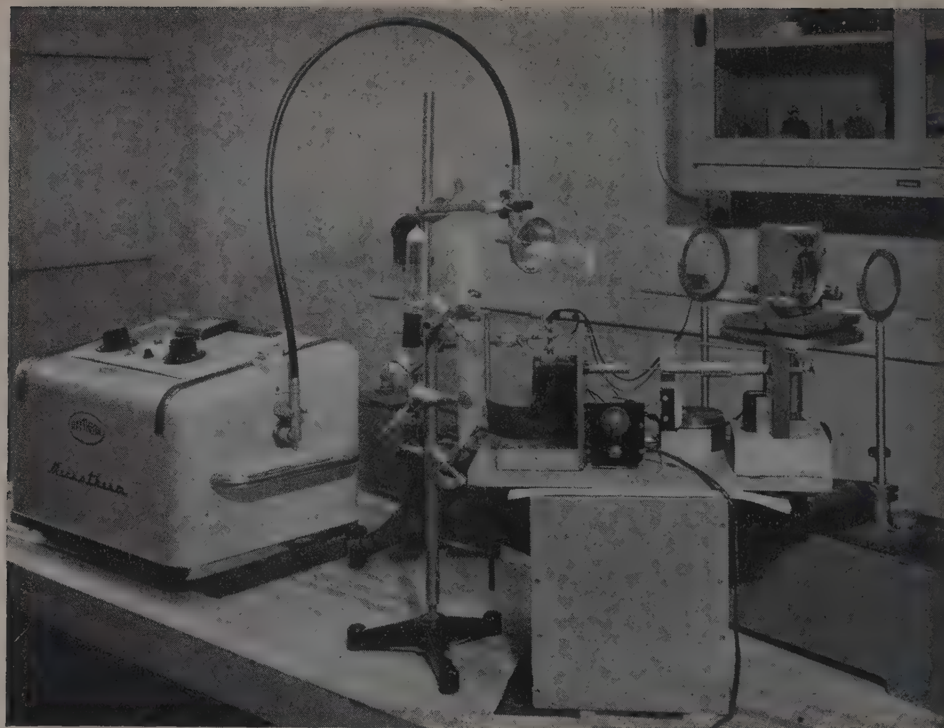


Fig. 3. — Interféromètre et ses accessoires.

appropriée ; on termine le réglage en observant le maximum de la déviation. La figure 1 représente une vue de l'appareil, couvercle enlevé, et montre les parties optiques essentielles.

La figure 2 est une vue générale de la totalité de l'installation utilisée dans les expériences, dans l'ordre suivant : générateur d'ondes centimétriques, source, interféromètre avec ses accessoires mécaniques et optiques, spectromètre, amplificateur et enregistreur.

La figure 3 est une vue détaillée de l'interféromètre et de ses annexes. Il est nécessaire de refocaliser la lentille de projection selon le domaine de longueurs d'ondes à étudier car nous ne disposons pas d'un achromat infra-rouge. Les franges circulaires se déplacent devant la fente pendant que la monture de l'interféromètre tourne uniformément autour d'un axe vertical. Cette rotation est obtenue par une vis micrométrique tangente entraînée par un moteur synchrone par l'intermédiaire d'engrenages réducteurs. Comme on veut maintenir la vitesse angulaire constante dans le problème actuel, le mouvement, pendant la durée d'un cycle de travail, ne doit pas excéder le déplacement angulaire, de chaque côté de l'axe optique, à l'intérieur duquel on peut confondre l'angle avec sa tangente, dans la limite des erreurs accidentelles. Nous réalisons un déplacement de l'ordre de cinq degrés de chaque côté de la position correspondant au centre

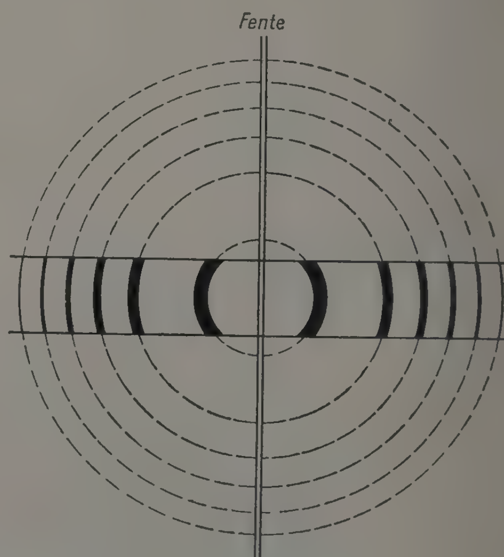


Fig. 4. — Systèmes de franges projeté sur la fente d'entrée du spectromètre après traversée du diaphragme limitant les faisceaux.

du système de franges, soit un déplacement angulaire total de l'ordre de dix degrés. Un inverseur permet le balayage dans l'un et l'autre sens et en général, nous utilisons un nombre égal d'explorations dans les deux directions.

La figure 4 est une reproduction d'un dessin destiné à montrer comment se fait l'exploration. Les cercles en pointillés représentent une figure d'interférence projetée sur les bords de la fente. On voit en fait une projection complexe des interférences de toutes les longueurs d'ondes, qui est

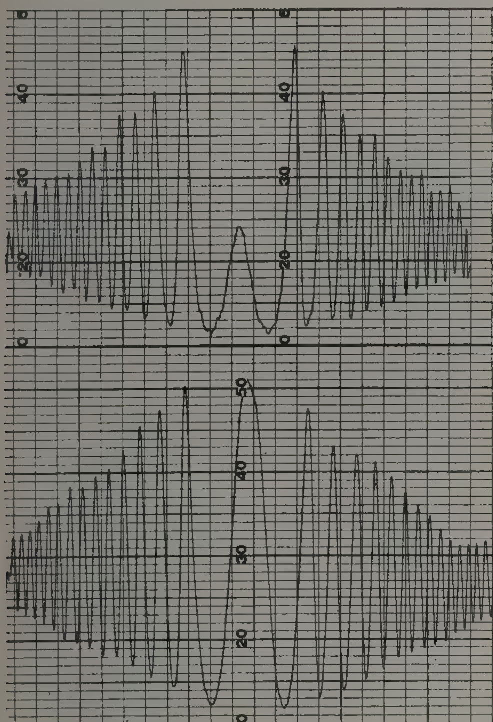


Fig. 5. — 10 140 Å, mercure 198, mercure naturel, étalon 12 mm.

analysée par le spectromètre. L'ensemble se déplace de droite à gauche, le long de la fente, quand l'interféromètre tourne. Un diaphragme à ouverture horizontale limite la portion de la figure d'interférences explorée, à un instant donné, à un court arc de cercle d'une seule frange. Il s'introduit une erreur petite, mais probablement non négligeable, du fait qu'on utilise une ouverture finie, pour des raisons énergétiques. La portion de fente ainsi définie est un rectangle vertical. L'énergie transmise par ce rectangle est maximum quand son centre est un peu à l'intérieur du point de densité maximum de la frange, où il coupe le trait horizontal.

Le signal du détecteur, une cellule à sulfure de plomb sélectionnée, est amplifié, puis transmis à un enregistreur et la figure d'interférence apparaît comme le montrent les reproduction des enregistrements. La figure 5, qui représente un des premiers travaux effectués, montre des enregistrements faits avec du mercure naturel et du mercure 198, le balayage étant fait dans des condition identiques. La différence de longueur d'onde est indiquée clairement par le déplacement qui apparaît sur les enregistrements successifs.

La figure 6 est un enregistrement de la raie 18 167 Å du krypton. C'est la raie la plus intense



Fig. 6. — Krypton I ; λ = 18 167,318 Å ; étalon 17 mm ; lames dorées.

du groupe *p-d* dans la notation de Paschen et celle de grande intensité qui a la plus grande longueur d'onde dans ce spectre.

La figure 7 est un enregistrement de la raie

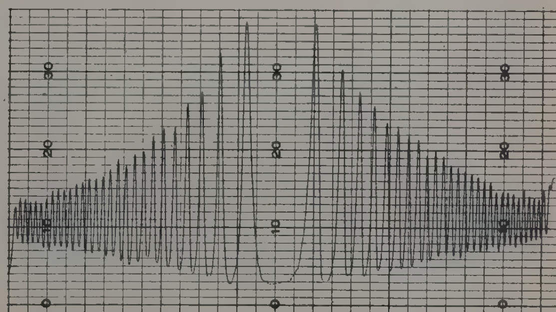


Fig. 7. — Enregistrement de l'exploration du système d'interférences pour la raie λ 13 718,566 du spectre d'arc de l'argon, obtenu avec une épaisseur d'étalon de 20 mm.

Séparation des lames de l'interféromètre, 20 mm. Largeur de la fente, 0,24 mm.

Valeurs réduites des ordres fractionnaires pour ce modèle basées sur six ordres internes

0,491 0,474 0,482 0,474 0,476.

Cet exemple est considéré comme un peu meilleur que la moyenne. La grande intensité des raies permet l'emploi des conditions les meilleures, avec une fente exploratrice étroite et un faible rapport d'amplification.

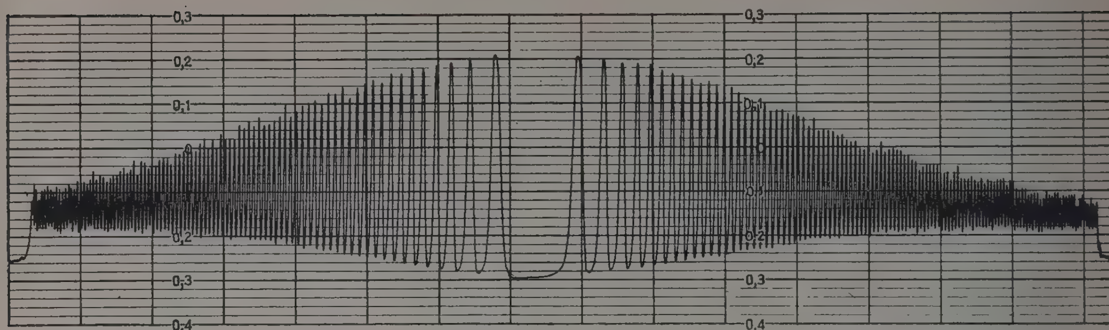


FIG. 8. — Enregistrement de la raie λ 13 504 de l'argon, étalon 30 mm, le diaphragme d'exploration étant réduit au minimum.

13 718 Å de l'argon, analogue au point de vue spectral à la raie 18 167 du krypton. Cet enregistrement a été obtenu dans les conditions utilisées pour les séries d'observations courantes.

La figure 8 montre un enregistrement de la raie 13 504 Å de l'argon, obtenu avec une séparation de 30 mm, un diaphragme horizontal de 2 mm et une fente de 0,15 mm ; ce sont les conditions réalisées actuellement.

On peut enregistrer jusqu'à cent ordres successifs pour les raies intenses. On en utilise seulement 4 ou 6, à l'intérieur. Ceci est dû en partie à une limitation de la longueur utile du papier pour la machine lectrice. Nous avons utilisé des cales d'épaisseur allant jusqu'à 30 mm. Une cale de 40 mm est en cours de construction et pourra être utilisée à mon retour. Il n'est pas question, pour le moment, d'atteindre les ordres d'interférence limites.

Les sources actuellement utilisées sont des tubes sans électrodes remplis avec l'un des gaz rares sous une pression optimum de l'ordre de 2 mm de mercure ou avec des métaux relativement volatiles comme le mercure 198 et le cadmium. Pour perdre le moins d'énergie possible, les tubes sont vus en bout. Cette méthode n'est applicable que pour des raies pour lesquelles la probabilité de renversement appréciable est faible. Il ne semble pas qu'il y ait de difficultés de cet ordre avec l'argon et le krypton, qui ont servi dans la plupart des expériences.

Les lames de l'interféromètre, utilisées dans la plupart des expériences, sont des paires de lames de quartz cristallin choisies respectivement avec une rotation optique droite et gauche. Elles ont 80 mm de diamètre et sont recouvertes de miroirs d'aluminium. Ces couches d'aluminium sont probablement un peu trop denses pour l'assortiment optimum de raies spectrales, mais elles sont très bonnes pour les raies les plus intenses. L'aluminium est sans doute moins satisfaisant dans l'infra-rouge que l'argent, mais, par contre, la variation avec la longueur d'onde du changement de phase à la réflexion est extrêmement faible. On a cependant pu le mesurer effectivement quand la technique l'a permis. On a fait des expériences limitées avec des couches d'argent et d'or. L'enregistrement de la raie 18 167 Å a été fait avec des couches d'or. Nous avons trouvé que l'argent se détériorait rapidement et que la correction de phase pour l'or était excessive. Nous signalons à ce sujet un travail récent d'Oppenheim [7] sur les propriétés de ces films dans l'infra-rouge.

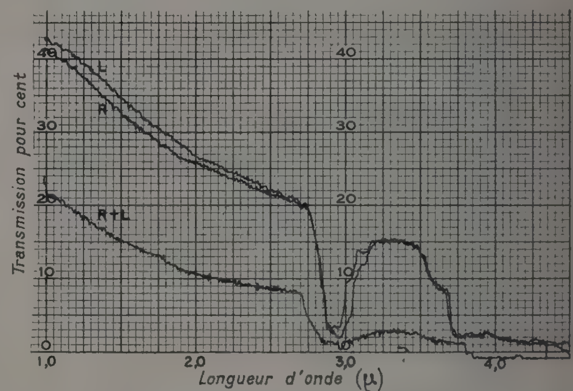


FIG. 9. — Transmission spectrale de lames recouvertes de couches d'aluminium. L et R correspondent aux deux lames, désignées suivant le signe de leur pouvoir rotatoire.

La figure 9 montre la transmission des lames recouvertes d'aluminium, prises individuellement d'une part, et prises ensemble d'autre part. Le minimum à 2,9 microns est dû à la bande d'absorption du quartz. La figure 10 représente une série de courbes analogues pour des lames à couches d'or.

Deux autres paires de lames de quartz de même qualité optique sont utilisées, elles ont un diamètre plus petit, de l'ordre de 50 mm. Du point de vue de l'énergie, il y a beaucoup d'avantage à utiliser des lames assez grandes pour employer toute l'ouver-

ture du spectromètre. Nous disposons depuis peu de deux paires de lames supplémentaires, de 80 mm de diamètre, en silice fondue de bonne qualité optique. Ces lames sont recouvertes de couches très minces, la transmission dans le visible est de l'ordre de 30 % pour chaque lame. En sacrifiant un peu le pouvoir de résolution, on peut, en utilisant ces lames, doubler le nombre de figures d'interférences observables.

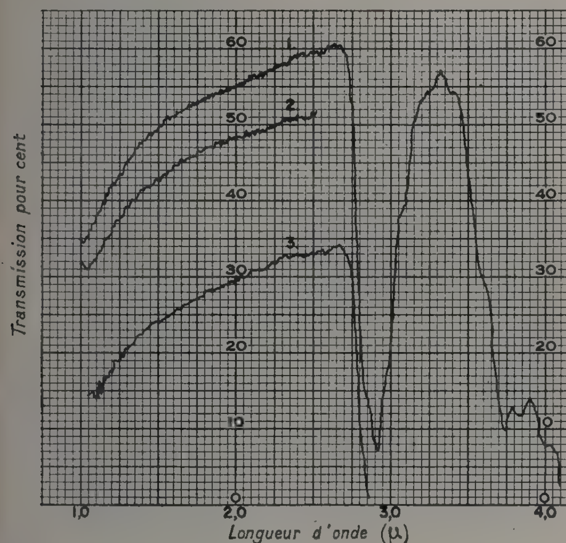


FIG. 10. — Transmission spectrale de lames recouvertes de couches d'or. 1 et 2 : lames séparées. 3 : ensemble des deux lames.

L'une des conditions essentielles à observer pour des mesures interférométriques précises est la constance du chemin optique, déterminé par la séparation des lames. Ceci est particulièrement important ici, car les figures d'interférences sont inévitablement observées l'une après l'autre. Suivant la pratique courante, les « spacers » sont pourvus de cales de silice, la dilatation étant ainsi réduite au minimum. Une installation d'air conditionné, permet de maintenir la température constante à quelques dixièmes de degrés près pendant les observations.

La mesure de la longueur d'onde d'une raie expérimentale quelconque doit être précédée d'une détermination précise du chemin optique, double de la distance des lames. Nous faisons cette détermination par le procédé arithmétique habituel basé sur des mesures de figures d'interférences pour des raies dont la longueur d'onde est connue avec précision. Au début de ce travail, nous avons utilisé un groupe de cinq raies de l'argon vers 8 500 Å, les longueurs d'ondes étaient celles adoptées par la « Commission 14 of the I. A. U. » [8]. Plus récemment nous avons choisi le groupe des raies 9 122, 9 224, 9 657, 9 784 et 10 740 Å. On a tout avantage à choisir ces raies étalons le plus près possible des raies à étudier.

Quand nous avons mis en service l'une des nouvelles paires de lames de silice faiblement aluminées, nous avons trouvé que les raies 11 488 Å de l'argon et 13 738 Å du krypton étaient assez intenses pour pouvoir servir d'étalons. La valeur absolue de la longueur d'onde de ces raies est connue de façon précise par application du principe de combinaison. Ces raies sont tout près du groupe de raies très intenses à étudier et leur emploi comme étalons réduit les corrections à des quantités insignifiantes. Dans l'argon les longueurs d'ondes relatives aux transitions $1s$-$2p$ sont déterminées en valeur absolue à 10^{-7} près ou mieux, exception faite pour le groupe $1s$-$2p_{10}$. Celles-ci comprennent les raies 9 122, 9 657, 10 740 et 11 488. Ce qui est quelque peu inquiétant parce que ces raies sont parmi les plus utilisables comme étalons. Pour cette raison, nous avons comparé les figures d'interférences obtenues avec les deux premières de ces raies à celles obtenues avec des raies voisines de longueurs d'ondes connues avec précision, soit λ 9 122 avec λ 9 224 et λ 9 657 avec λ 9 784. Les résultats montrent que les valeurs provisoires qui figurent dans les rapports de la Commission 14 sont corrects à 10^{-7} près et dans la limite d'erreur de ces observations. Nous en avons donc tenu compte dans l'établissement des chemins optiques. La raie 10 138,8 du Hg est également une bonne raie étalon. La valeur la meilleure est celle déduite des mesures de Meggers et Kessler [9] et de Burns et Adam [10] en appliquant le principe de combinaison. On arrive à 10 139,793, calculé à partir du nombre d'onde associé, 9859,432 par la formule de dispersion de Edlen [11]. Nous avons fait un effort particulier pour déterminer directement cette longueur d'onde par comparaison avec une raie étalon de l'argon et les résultats confirment cette valeur.

Au moment même de cette communication, on est en train d'améliorer et de perfectionner les mesures de longueur d'onde. On comprendra que de petites corrections puissent encore être apportées aux valeurs qui figurent dans les tables suivantes. Il semble qu'il y ait quelques difficultés à atteindre la précision relative du dix millionième. La difficulté pour atteindre une précision absolue aussi élevée est associée au fait que les corrections à faire dépendent de la différence de longueur d'onde entre la raie étalon et la raie expérimentale. Les corrections qui ont un sens ou qui peuvent en avoir un sont attribuées aux causes suivantes : 1) l'effet de dispersion atmosphérique dû au fait que les observations ne sont pas faites dans les conditions standards : 15 °C et 760 mm de mercure ; (2) la variation du changement de phase à la réflexion

entre les longueurs d'ondes de raies étalons et celle de raies expérimentales ; (3) la correction particulière à la méthode qui tient à l'emploi d'une ouverture finie pour le balayage.

Un essai a été fait pour évaluer la dernière correction ; la conclusion est la suivante : la correction est négligeable si la hauteur de fente est suffisamment petite, par exemple 2 mm avec une lentille de projection de 600 mm de distance focale. La correction atmosphérique est de l'ordre du cent millionième quand on compare une figure d'interférence pour une raie à 14 000 Å avec une raie étalon à 8 000 Å. La correction de phase est de l'ordre du dix millionième pour le même écart. Comme nous l'avons indiqué dans un paragraphe précédent, on peut aussi améliorer les mesures absolues en utilisant des raies étalons dans le voisinage immédiat des raies à étudier, ce qui annule les corrections.

La table 1 donne la cohérence interne des résultats pour une simple série d'observations. C'est une section typique d'une page de résultats ; elle comprend les résultats de mesure sur cinq raies étalons, chacune étant observée deux fois, le balayage étant fait dans les deux directions, en alternant avec les figures d'interférences analogues de la raie expérimentale choisie. La table illustre la phase finale du programme de réduction et indique la précision relative de la détermination du chemin optique pour chaque série de longueurs d'ondes étalons. Les premières phases de la réduction sont faites avec un calculateur numérique mis à notre disposition pour ce problème par le Missile Evaluation Department du laboratoire. En se reportant à la figure d'interférences, les séparations des maxima correspondant aux diamètres des anneaux sont mesurées à l'aide d'une machine qui établit les cartes perforées pour le calcul numérique. L'opération faite au calculateur numérique fournit les parties fractionnaires des ordres d'interférences.

TABLEAU 1

EXEMPLE DES DONNÉES DE RÉDUCTION : MESURE DE LA RAIE λ 13 622. LES DEUX MODES D'ÉCRITURE DISTINGUENT LES RAIES ÉTALONS DES RAIES EXPÉRIMENTALES. LA VALEUR FINALE EST SUR LA DERNIÈRE LIGNE

	Longueurs d'ondes (Å)	Ordre d'interférence Entier	Fractionnaire Observé	Moyen	Épaisseur optique (μ)
f	8 408,209	47 575	,232	,255	40 002,269
r	8 408,209	47 575	,279		
f	*13 622,648**	*29 364*	*,514*		
r	13 622,648	29 364	,534		
f	8 424,647	47 482	,407	,431	40 002,272
r	8 424,647	47 482	,456		
f	*13 622,648*	*29 364*	*,528*		
r	*13 622,648*	*29 364*	*,536*		
f	8 521,441	46 943	,076	,088	40 002,275
r	8 521,441	46 943	,101		
f	*13 622,648*	*29 364*	*,526*		
r	*13 622,648*	*29 364*	*,535*		
f	8 928,692	44 801	,940	,940	40 002,272
r	8 928,692	44 801	,940		
f	*13 622,648*	*29 364*	*,545*		
r	*13 622,648*	*29 364*	*,534*		
f	8 776,749	45 577	,554	,551	40 002,272
r	8 776,749	45 577	,548		
	13 622,650	*29 364*	*,531+*		40 002,272Δ

* Valeur d'essai introduite dans les calculs.

\+ Moyenne de toutes les valeurs expérimentales.

Δ Moyenne du retard déduit des interférogrammes des raies étalons associés par paires, avec balayage en sens opposé.

Jusqu'à présent, les observations sur l'argon se sont limitées à 19 figures d'interférence, comprenant deux des raies récemment utilisées comme étalons. Nous avons déjà dit qu'on pouvait probablement observer jusqu'à cinquante figures d'interférences en utilisant des couches métalliques assez minces. Il n'est pas nécessaire de mesurer toutes les raies possibles. Si on observe un nombre suffisant pour établir les valeurs des niveaux $3d$ et $2s$, les longueurs d'onde de toutes les autres combinaisons de ces catégories peuvent être calculées avec une égale précision.

La table 2 montre l'état actuel des résultats concernant les longueurs d'ondes pour l'argon.

TABLE 2

MESURES INTERFÉROMÉTRIQUES SUR LE SPECTRE D'ARC DE L'ARGON. RÉSULTATS DE SEPTEMBRE 1957.

Longueur d'onde Air (Å) Obs.	Calc.	Nombre d'ondes (cm⁻¹) Obs.	Calc
10 673,566	,565	9 366,374	,375
11 668,708	,707	8 567,584	,585
12 112,323	,322	8 253,796	,797
12 343,390	,390	8 099,286	,286
12 439,318	,318	8 036,827	,827
12 487,661	,661	8 005,715	,715
12 802,737	,734	7 808,694	,696
13 228,095	,101	7 557,600	,597
13 272,632		7 532,241	
13 313,206	,206	7 509,285	,285
13 367,109	,109	7 479,004	,004
13 504,188	,188	7 403,086	,086
13 599,333	,331	7 351,292	,293
13 622,654	,655	7 338,707	,706
13 678,546	,548	7 308,720	,719
13 718,575		7 287,394	
16 940,578	,578	5 901,374	,374

La méthode la plus satisfaisante pour contrôler l'erreur absolue sur la détermination d'une longueur d'onde est d'utiliser le principe de combinaison. La table 3 est un tableau à double entrée dans lequel les nombres d'ondes observés sont indiqués comme les différences des niveaux qui interviennent, les niveaux étant inscrits en haut et à

TABLEAU 3

Tableau partiel a double entrée des combinaisons de niveau pour A I.
La précision des mesures de longueurs d'onde est celle de 1957.

		$2s_5$ $j = 2$	$3d_4$ 3	$3d''_1$ 2	$3d'_1$ 3	$3s''_1$ 2	$3d_3$
A. E. L. →		113 468,55	113 020,39	113 426,05	113 716,61	114 805,18	112 138,98
N. O. L. C. 1957 →		,519	,401	,011	,601	,182	,971
$2p_{10}$ $j = 1$	104 102,144	9 366,374					8 036,827
	1 360,660	1 360,659					
$2p_9$ $j = 3$	105 462,804	8 005,715	7 557,600		8 253,796		
	154,511		154,514		154,510		
	2 135,453						
$2p_8$ $j = 2$	105 617,315		7 403,086	7 808,694	8 099,286		2 135,453
	469,990			469,987			
$2p_7$ $j = 1$	106 087,305			7 338,707			
	620,282				620,282		
$2p_6$ $j = 2$	106 237,597				7 479,004	8 567,584	5 901,374
	1 258,866					1 258,864	
$2p_2$ $j = 1$	107 496,463					7 308,720	

gauche du tableau. Les niveaux dans la colonne de gauche sont connus avec précision à partir des mesures interférométriques faites dans la région accessible à la photographie. Là où il y a plus d'une combinaison dans une colonne verticale, on peut contrôler la précision en comparant la différence des nombres d'onde à la différence des niveaux appropriés. Les valeurs de la ligne supérieure sont celles publiées dans « Atomic Energy Level ». Celles-ci sont tirées d'un manuscrit non publié de Edlen qui se servait des données existantes pour calculer les valeurs des niveaux prévisibles. Les nouvelles mesures permettent de préciser ces niveaux avec la même précision essentiellement que celle avec laquelle on connaît les niveaux $2p$.

Toutes nos mesures récentes ont été faites sur le spectre d'arc de l'argon qui est considéré comme le plus satisfaisant pour la finesse des raies et la répartition spectrale. Ces mesures seront continuées jusqu'à ce que les résultats soient considérés comme convenables pour la précision et pour le recouvrement avec les raies accessibles. Après cela, des mesures sur d'autres spectres seront reprises.

La table 4 donne une idée du domaine étudié jusqu'à présent. Ces résultats sont tels qu'ils ont été présentés récemment à un Symposium patronné par l'Office of Naval Research. Nous insistons sur le fait que ces résultats sont préliminaires et qu'ils nécessiteront quelque révision suivant ce que nous avons appris sur les corrections à appliquer.

Les remarques que nous ferons en conclusion ont rapport à l'utilisation de ce travail, d'une part d'un point de vue instrumental et d'autre part pour atteindre l'objectif le plus important, c'est-à-dire l'établissement d'une série de longueurs d'ondes étalons pour la région de 1 à 2 μ, suffisamment complète pour satisfaire aux besoins des utilisateurs dans les travaux sur les spectres atomiques

TABLE 4

Longueurs d'onde obtenues
par des mesures interférométriques,
résultats d'octobre 1956,
données dans l'air, en Angströms.

Krypton	Mercure 198	Cadmium
11 819,374	10 139,789	10 394,626
13 177,403	11 287,401	13 978,459
13 622,404	13 570,566	14 327,241
13 634,215	13 673,395	14 473,269
14 426,786		
14 734,440	16 920,659	
15 239,608	16 942,474	
15 334,966	17 073,120	
16 785,127	17 109,893	
16 853,490		
16 890,444		
16 896,744		
16 935,799		
18 002,222		
18 167,320		

et moléculaires. Pour ce qui est du dispositif expérimental, on peut remarquer que le schéma tel qu'il est décrit, interféromètre tournant et optique à lentilles, ne représente qu'un des nombreux arrangements possibles pour balayer le système de franges. L'avantage est le suivant : le point où a lieu le balayage coïncide toujours avec le maximum

d'énergie, car le système de franges se déplace sur l'image réelle de la source formée par la lentille. Alternativement, on peut laisser l'interféromètre fixe et interposer un miroir tournant entre la lentille de projection et la fente. Ce serait avantageux pour éliminer les erreurs possibles dues à la réfraction de la lumière lors de la traversée des parties optiques. Cette correction a quelque importance si, comme nous l'envisageons, nous enfermons l'interféromètre dans une cloche à vide, ce qui introduit des fenêtres transparentes sur le trajet de la lumière. Nous pensons aussi à remplacer les lentilles par des miroirs paraboliques non centrés sur l'axe. Bien que cela entraîne quelques difficultés de réglage, un tel système serait probablement plus efficace pour l'utilisation des radiations puisqu'il élimine les pertes par transmission, en admettant que dans cette région spectrale les pertes par réflexion sur un miroir sont plus faibles que par transmission à travers les lentilles utilisables. Un dernier avantage serait l'achromatisme du système de projection qui éliminerait la nécessité de refocaliser la lentille de projection pour les différentes longueurs d'onde. Le fait de mettre l'interféromètre dans le vide est satisfaisant pour éliminer la correction due à la dispersion de l'air. Cela donne aussi la possibilité de faire des mesures directes de l'indice de réfraction de l'air, de composition contrôlée, dans une région ou très peu de résultats sont actuellement disponibles. Il ne semble pas qu'il y ait d'autres obstacles que la limitation d'énergie pour augmenter le chemin optique jusqu'à la limite permise par l'homogénéité des raies. Nous considérons comme un but satisfaisant d'atteindre des ordres d'interférence de 100 000 dans la région de 1,4 μ, ce qui nécessite une séparation de 70 mm. Nous étudions actuellement un système de lecture un peu différent dans lequel le signal amplifié du détecteur est envoyé directement à un enregistreur à ruban qui à son tour peut être relié directement à un calculateur numérique avec un programme de réduction préétabli.

En ce qui concerne l'exécution de notre programme, nos expériences indiquent qu'il serait possible de faire des mesures directes sur cinquante figures d'interférences respectivement pour le krypton et l'argon entre 1 et 2 microns, et sur un nombre un peu plus petit parmi les raies convenables du xénon. L'emploi de ces mesures pour établir les niveaux d'énergies permet d'ajouter un nombre au moins égal de longueurs d'ondes prévisibles aux longueurs d'onde étalons, avec une égale précision. Le spectre du mercure 198 sera recouvert mais nous ne pensons pas être en mesure d'observer directement plus de dix longueurs d'onde entre 1 et 1,7 microns. Comme l'indique la table 4, quelques mesures ont été faites sur le cadmium et les quatre raies classées semblent pouvoir être utilisées comme étalons. Les spectres d'autres éléments seront étudiés si les observations semblent possibles sur le plan expérimental. Il semble que le calcium, le strontium et le baryum ont tous, entre 2 et 3 μ, des raies d'émissions très intenses qui pourraient être observées avec des détecteurs de sensibilité convenable. L'iode est une autre possibilité pour la région étudiée actuellement. Tout compte fait, il semble qu'il y ait bon espoir de réunir trois cents longueurs d'ondes étalons.

BIBLIOGRAPHIE

[1] *Nature*, 1951, **168**, 381.
[2] Humphreys (C. J.) and Paul (E., Jr.), Pittsburg Meeting. *Optical Soc. Amer.*, October 1955.
[3] Humphreys (C. J.) and Paul (E., Jr.), Lake Placid Meeting. *Optical Soc. Amer.*, October 1956.
[4] Humphreys (C. J.) and Paul (E., Jr.), Symposium on Molecular Structure and Spectroscopy, Ohio State University, Columbus, Ohio, 1956.
[5] Humphreys (C. J.) and Paul (E., Jr.), Symposium (Navy Wide) on « Ten Years of Basic and Applied Science in the Navy », 19, 20 March 1957.
[6] Navord, Reports 4 566, 4 571 and 4 589.
[7] Uri Oppenheim, « Semi-reflecting Silver Films for Infrared Interferometry ». *J. Opt. Soc. Amer.*, 1956, **46**, 628.
[8] « Report of Commission 14 » (Draft Report for Dublin Meeting, 1955).
[9] Meggers (W. F.) and Kessler (K. G.), « Wavelengths of Mercury 198 ». *J. Opt. Soc. Amer.*, 1950, **40**, 737.
[10] Keivin Burns and Adams (K. B.), « Energy Levels and Wavelengths of the Isotopes of Mercury 198 and 202 ». *J. Opt. Soc. Amer.*, 1952, **42**, 56.
[11] Bengt Edlen, « Dispersions of Standard Air ». *J. Opt. Soc. Amer.*, 1953, **43**, 339.

DISCUSSION

J. H. Jaffé. — Je pensais que la largeur de la fente avait plus d'importance que sa hauteur.

C. H. Humphreys. — Je suis d'accord sur ce point. Une étude élémentaire a été faite de l'effet de largeur de fente seulement dans les conditions expérimentales les plus mauvaises : largeur de fente de 3 mm, distance focale 600 mm, longueur d'onde de la raie étalon 8 000 Å, longueur d'onde de la raie à mesurer 13 000 Å. On trouve alors une erreur résiduelle allant jusqu'à 0,003 Å.

MESURE DES INDICES DE RÉFRACTION DES GAZ EN INFRA-ROUGE A L'AIDE D'UN INTERFÉROMÈTRE DE MICHELSON

Par F. LEGAY et P. BARCHEWITZ,
Laboratoire d'Infrarouge du P. C. B., Faculté des Sciences, Paris.

Résumé. — Un interféromètre du type Michelson, associé à un spectrographe à réseau, est utilisé dans l'infrarouge entre 1 et 5 μ pour la mesure des indices des gaz. L'appareil a été conçu principalement dans le but de mesurer la dispersion au voisinage des raies de vibration-rotation. Plusieurs méthodes sont employées : 1° Mesure absolue de l'indice, par variation de la pression dans la cuve de l'interféromètre à longueur d'onde fixe. 2° Mesure de la dispersion par la méthode du spectre cannelé, à pression constante. 3° Mesure relative de l'indice en enregistrant le phénomène de battement entre les franges correspondant à deux ordres du réseau. Sans faire aucune mesure de pression, ni de température, on peut ainsi déterminer le rapport $\frac{n_{\lambda_1} - 1}{n_{\lambda_2} - 1}$ avec une grande précision.

L'influence du pouvoir de résolution est discutée brièvement et des exemples de mesures sur HCl et sur l'air sont donnés.

La précision des mesures est améliorée par l'utilisation d'un dispositif permettant d'évaluer les excédents fractionnaires par rotation d'une lame compensatrice.

Abstract. — A Michelson interferometer, coupled with a grating spectrograph, is used in the infra-red, from 1 to 5 microns, to measure refractive indices of gases. The device was specially designed for dispersion measurements near vibration-rotation lines. Different methods have been used : 1) Absolute index measurements, at a fixed wavelength, by varying the pressure in the gas-chamber. 2) Dispersion measurements by channeled spectrum method, at a given pressure. 3) Measurement of index ratio, by recording the beats in the fringes arising from two different grating orders. Without any pressure or temperature measurement, the ratio may be measured with high accuracy.

The effect of the resolving power is briefly discussed and typical measurements on HCl and air are given.

Accuracy is improved by using the rotation of a compensator plate to measure fractional ordres.

Un interféromètre du type Michelson a été conçu au Laboratoire d'Infrarouge du P. C. B., essentiellement dans le but d'étudier la dispersion au voisinage des raies d'absorption infrarouge, et une grande précision sur la valeur intrinsèque de l'indice de réfraction n'a pas été recherchée.

L'appareillage a été décrit par ailleurs [1], [2], [3] et nous ne ferons que rappeler l'essentiel du dispositif. La cuve de l'interféromètre a une longueur d'environ 25 cm et la lame semi-réflectrice est constituée par une lame de LiF couverte sur une face par une couche de sélénium évaporé sous vide. L'anneau d'interférence central est projeté sur la fente d'entrée d'un spectromètre à réseau du type Pfund. La cuve étant vidée, l'interféromètre est réglé sur la teinte plate, de sorte que dans le domaine infrarouge et pour une pression de l'ordre de une ou deux atmosphères, le diamètre du premier anneau reste toujours grand par rapport aux dimensions de la fente d'entrée du spectromètre. Dans les régions sans absorption, les franges enregistrées sont de ce fait toujours contrastées au maximum. Dans ces conditions, l'ordre d'interférence au centre des anneaux est donné par :

$$s = 2(n - 1)\, l\nu$$

où l est la longueur de la cuve.

Plusieurs types de mesure ont été effectués :

1° Mesure directe de l'indice par variation de pression à longueur d'onde fixe. — L'établissement d'une courbe de dispersion par la méthode de la variation de pression à longueur d'onde fixe est une opération longue, puisque, pour avoir une précision suffisante, il est nécessaire d'enregistrer un grand nombre de franges. Nous pouvons évaluer l'erreur sur s à environ 0,1, ce qui, vers 3,4 μ donne une erreur sur l'indice égale à :

$$\Delta n = 0{,}6.10^{-6}.$$

Cette méthode a été utilisée pour étudier la dispersion dans la fondamentale et la première harmonique de HCl.

2° Mesure de la dispersion par la méthode du spectre cannelé. — La pression est gardée constante dans la cuve. La variation de l'indice entre les fréquences ν_1 et ν_2 s'écrit :

$$n_2 - n_1 = (n_1 - 1)\,\frac{\nu_1 - \nu_2}{\nu_2} - \frac{s_1 - s_2}{2l\,\nu_2}.$$

Remarquons que le terme où intervient n_1 est très petit, donc n_1 n'a besoin d'être connu qu'avec une précision très inférieure à celle que l'on veut

obtenir sur $n_2 - n_1$. Les mesures par cette méthode sont beaucoup plus rapides, mais elle n'est utilisable que dans les régions de forte dispersion.

Par exemple, il a été possible de l'employer entre les raies de la bande fondamentale de HCl [1], [4].

Deux phénomènes contribuent à diminuer le contraste des franges. D'une part, l'absorption qui réduit l'intensité d'un des faisceaux de l'interféromètre, et, d'autre part, la dispersion elle-même qui fait varier l'ordre d'interférence dans l'intervalle spectral occupé par la bande passante du spectromètre. Lorsque ces deux phénomènes sont très importants, il est nécessaire de faire des corrections de largeur de fente. En pratique, dans les mesures que nous avons faites sur HCl, ces corrections devenaient négligeables à partir de quelques cm^{-1} du centre des raies.

3° **Utilisation de deux ordres du réseau.** — Il est possible avec l'appareillage précédent de mesurer le rapport des indices d'un gaz à deux longueurs d'onde différentes, sans faire aucune mesure de pression ni de température. Cette méthode que nous allons décrire a été utilisée pour comparer l'indice de l'air dans l'infrarouge à son indice dans le visible [4]. Le spectromètre était équipé d'un réseau à 300 traits par mm et réglé sur la raie jaune du mercure à 5 792 Å dans le troisième ordre. En faisant varier la pression dans la cuve, on enregistrait un phénomène de battement entre les franges visibles à 5 792 Å observées dans le troisième ordre et les franges infrarouges à 3 × 5 792 Å observées dans le premier ordre, les battements provenant du fait que les indices ne sont pas rigoureusement égaux pour ces deux longueurs d'onde. Le rapport du nombre de franges infrarouges au nombre de franges visibles peut être déterminé avec précision, et le rapport des excédents d'indice est donné par :

$$\frac{n_i - 1}{n_j - 1} = 3\,\frac{s_i}{s_j}.$$

L'indice de l'air dans le visible étant connu avec une très grande précision, on en déduit l'indice dans l'infrarouge. Les résultats de neuf mesures donnent un écart moyen égal à $0{,}03.10^{-6}$. Le récepteur utilisé était une cellule au PbS dont la sensibilité est mauvaise dans le visible et par suite, une grande largeur de fente était nécessaire.

L'emploi d'un récepteur plus sensible permettrait d'atteindre une précision beaucoup plus grande et d'écarter certaines erreurs systématiques dont l'éventualité n'est pas à exclure lorsque l'on utilise des fentes larges.

4° **Utilisation d'une lame compensatrice tournante.** — L'appareillage précédemment décrit a été récemment amélioré par un dispositif mécanique très simple permettant de faire tourner lentement et régulièrement une des lames compensatrices des faces de la cuve. Les franges enregistrées lors de cette rotation sont étalonnées en fonction de l'angle de rotation de la lame.

Toute variation de la différence de marche entre les deux faisceaux de l'interféromètre se traduit par des déplacements de toutes les franges et peut donc s'évaluer avec une grande précision. Les premières mesures montrent qu'il est aisé d'obtenir une précision de 0,05 sur l'ordre d'interférence et que dans les meilleures conditions, on peut espérer atteindre 0,01. Cette méthode est d'un emploi particulièrement commode pour la mesure de la dispersion, car comme dans la méthode du spectre cannelé, mais avec une précision beaucoup plus grande, elle permet, à pression constante, de mesurer directement les variations de l'indice en fonction de la longueur d'onde. De plus, il est toujours aisé de contrôler la variation éventuelle de la différence de marche, due aux fluctuations de température dans l'enceinte de l'interféromètre, en prenant des spectres de référence toujours à la même longueur d'onde.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Legay (F.), *Nuovo Cimento*, 1955, **2** X, Suppl. n° 3, **71**.
[2] Legay (F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 174.
[3] Legay (F.), *Thèse*, Paris, 1957 (A paraître aux *Cahiers de Physique*).
[4] Legay (F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 1008.

TABLE DES MATIÈRES

VII. PROBLÈMES MÉTROLOGIQUES.

Le Gérant : MAURICE BLONDIN. — Dépôt légal : 1er trimestre 1958. — Imp. TAFFIN-LEFORT, à Lille (France.)